
Google


NYPL RESEARCH LIBRARIES
3 3433 06640430 6

PGE

Wie!

DIE LEHRE

VON DER

ELEKTRICITÄT.

DRITTER BAND.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

DIE LEHRE

VON DER

ELEKTRICITÄT

VON

GUSTAV WIEDEMANN.

ZUGLEICH ALS DRITTE VÖLLIG UMGEARBEITETE AUFLAGE DER
LEHRE VOM GALVANISMUS UND ELEKTROMAGNETISMUS.

DRITTER BAND.

MIT 302 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1883.

Viertes Capitel.

Fünftes Capitel.

C. Magnetisches Verhalten aller Körper.

Erstes Capitel.

Zweites Capitel.

Drittes Capitel.

VI.

WIRKUNGEN

DER

ELEKTRISCHEN STRÖME

IN

DIE FERNE.

A.

ELEKTRODYNAMIK.

Erstes Capitel.

Anziehung und Abstossung elektrischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate.

Ausser den Wirkungen, welche der elektrische Strom in den Leitern selbst ausübt, äussert er auch noch Wirkungen in die Ferne hin. Unter denselben tritt zunächst eine **Anziehung und Abstossung der vom Strome durchflossenen Leiter** hervor. — Die Darstellung dieser Erscheinungen in allen ihren Beziehungen umfasst das mit dem Namen der **Elektrodynamik** belegte Gebiet. 1

Diese Erscheinungen lassen sich am besten an den von galvanischen Strömen durchflossenen Leitern zeigen. Man bedient sich dazu des folgenden, in seinen Haupttheilen zuerst von **Ampère** angegebenen Apparates [1]).

Auf einem Brette, Fig. 1 (a. f. S.), sind dicht neben einander zwei Ständer r und t von Messing aufgestellt, welche unten Klemmschrauben zur Befestigung der Leitungsdrähte tragen. Am Ende ihrer horizontalen Arme sind kleine Näpfchen x und y von Stahl eingesetzt, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In diese Quecksilbernäpfe werden die in Stahlspitzen endigenden Enden verschiedenartig gebogener Kupfer- oder Messingdrähte oder noch besser, der grösseren Leichtigkeit wegen, Aluminiumdrähte u. s. f. eingesetzt.

Man leitet den Strom einer Säule erst durch einen Gyrotropen, dann durch die beiden Ständer r und t zu den eingehängten Drähten.

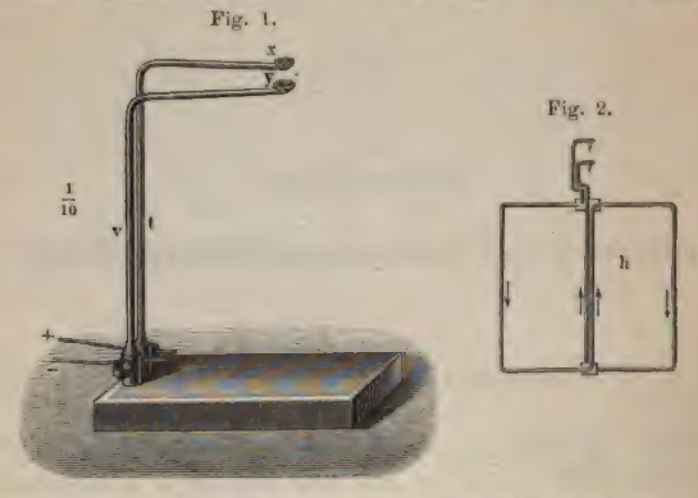
---

[1]) **Ampère**, Ann. de Chim. et de Phys. **15**, p. 59 u. 170, 1820, **18**, p. 88 u. 114, 1821, **26**, p. 390, 1824*; Recueil d'observations électrodynamiques, 1822*; Gilb. Ann. **67**, p. 113, 127*; Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mémoires de l'académie de Paris, **6**, 1823*. — Vergleiche auch **Démonferrand**, Handbuch der dynamischen Elektricität, deutsch von **Fechner**, Leipzig 1824*.

Hängt man zuerst in die Näpfe x und y einen Draht h, wie Fig. 2, ein, welcher so gebogen ist, dass der Strom ihn in der Richtung der Pfeile durchfliesst, wenn der obere Napf x durch den Ständer t mit de[m] positiven, Napf y durch Ständer v mit dem negativen Pol der Säule ver-

Fig. 1.

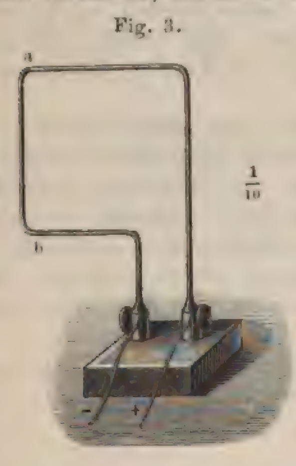
Fig. 2.



bunden ist, so richtet er sich durch äussere Einflüsse in keiner Weise. Er ist **astatisch.**

Nähert man der einen oder anderen verticalen Seite des Leiters einen verticalen, auf einem Brette befestigten Draht ab, Fig. 3, durc[h] den vermittelst Klemmschrauben ein Strom z. B. von oben nach unten von a nach geleitet wird, so bewegt sich der Lei- ter h zu diesem Drahte hin. Durchfliesst der Strom den Draht ab in entgegen- gesetzter Richtung von unten nach oben so entfernt sich der Leiter h von dem Drahte ab. — Kehrt man die Rich- tung des Stromes im Drahte h um, so tritt gerade das entgegengesetzte Ver- halten ein. **Sind demnach in zwei parallelen Leitern zwei gleich gerichtete Ströme vorhanden, so ziehen sich dieselben an; sind die Ströme entgegengesetzt gerich- tet, so stossen sie einander ab.**

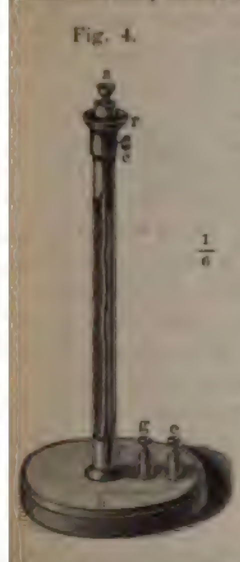
Fig. 3.



Mit wachsender Intensität des Stromes in dem einen oder andere[n] oder in beiden Leitern nehmen die Anziehungs- und Abstossungserschei- nungen an Stärke zu. Entfernt man die Leiter weiter von einander, s[o] vermindert sich ihre wechselseitige Einwirkung.

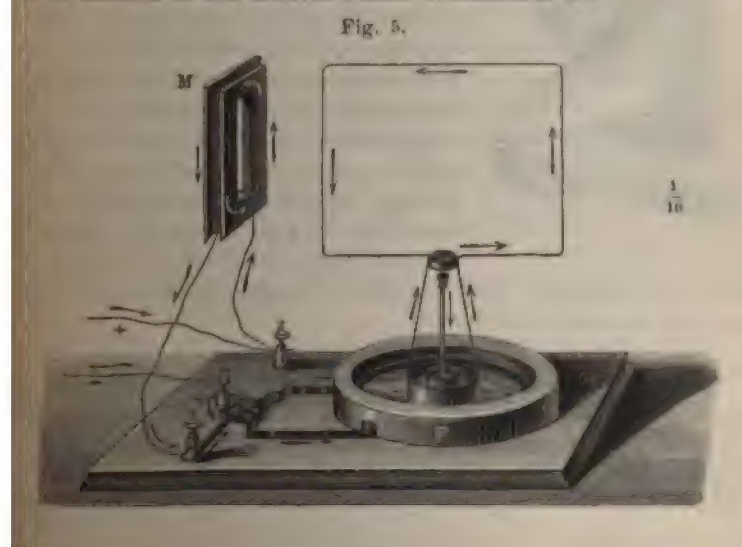
Bei diesen Versuchen müssen die Ständer, durch welche die Ströme 2
den frei aufgehängten Drähten geführt werden, möglichst nahe bei
ander stehen, damit sich die elektrodynamischen Wirkungen der auf- und absteigenden Ströme in ihnen möglichst aufheben. — Bei dem beschriebenen Stativ kann man die aufgehängten Leiter nicht ganz im Kreise herumführen. Dies ist bei einem recht zweckmässigen, von **Sturgeon**[1]) angegebenen Stativ der Fall. Ein auf einem Brette befestigter verticaler Metallstab *ab*, Fig. 4, der oben ein Quecksilbernäpfchen *a* trägt, ist unten mit der Klemmschraube *c* verbunden. Concentrisch zu dem Stabe, aber isolirt von ihm ist ein Metallrohr *cf* auf dem Stativ befestigt, welches unten mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. An demselben verschiebt sich eine kreisförmige Rinne *r* von Metall, die mit Quecksilber gefüllt wird. Die Leiter werden mit ihrem einen Ende in das Näpfchen *a* eingehängt. Ihr anderes Ende taucht in die Rinne *r*. Unten sind sie so ausgebogen, dass sie das Rohr *cf* nicht berühren. Da bei diesem Apparate die in die Rinne *r* tauchende Spitze der Leiter excentrisch im Quecksilber läuft, erleidet sie eine grössere Reibung als bei dem zuerst beschriebenen Apparate, der deshalb in den meisten Fällen vorzuziehen ist.

Fig. 4.



$\frac{1}{6}$

Fig. 5.

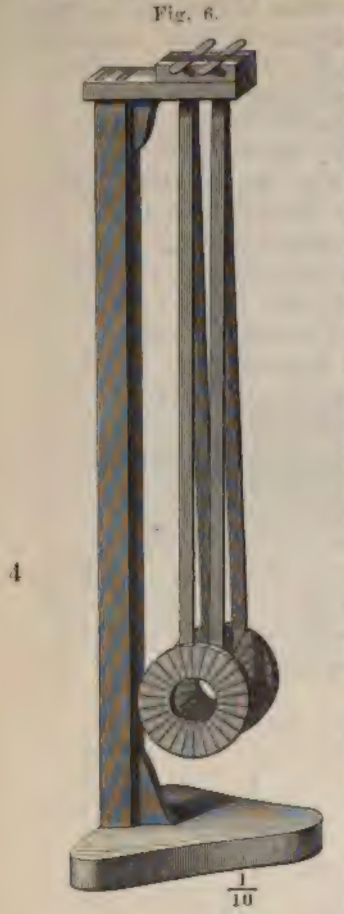


$\frac{1}{10}$

1) **Sturgeon**, Ann. of Electr. 8, p. 337, Mai 1842*.

3 Eine sehr zweckmässige ähnliche Aufstellung ist von Bertin gegeben worden, Fig. 5 (a. v. S.). Die Bügel schweben einerseits an Spitze, welche auf einem Metallstativ andererseits tragen sie einen Metallrin in ein mit Flüssigkeit (Wasser mit $^1/_5$ S felsäure und $^1/_5$ Salpetersäure) gefülltes förmiges Metallgefäss *F* taucht. Let: sowie das den Bügel tragende Stat durch einen Commutator mit den Pol Säule verbunden. In den Schliessung derselben kann man durch die Klem und 3 noch die Leiter einfügen, welc den schwebenden Bügel wirken sollen dient man sich dabei, statt eines ein Drahtvierecks, eines mit mehreren W gen von übersponnenem Draht umwun Rahmens *M*, so wächst bei gleichblei Stromintensität die Wirkung, da jede dung von *M* den beweglichen Leit einflusst.

Fig. 6.



$\frac{1}{10}$

4 Die Anziehungs- und Abstossungser nungen der Leiter lassen sich nach auch auf eine andere Weise sehr gu legen.

Man hängt zwei spiralförmig aufg dene Streifen von Kupferblech, Fig. 6, Windungen durch ein zwischengelegt denband von einander isolirt sind, an freigelassenen, etwa 1 m langen Enden p neben einander auf. Leitet man durch Spiralen Ströme in gleicher Richtur zieht jede Windung der ersten Spiral Windung der zweiten an, und die Sp nähern sich einander. Sind die Ströme entgegengesetzt gericht stossen die Spiralen einander ab.

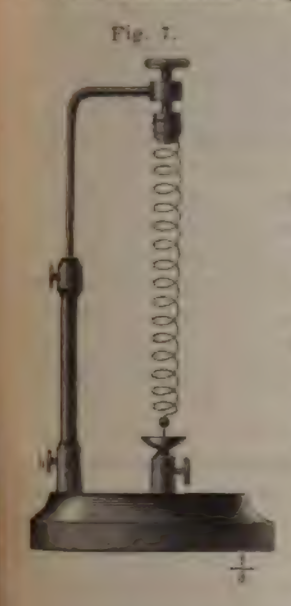
5 Leitet man durch die einander genäherten Leiter, statt zwei schiedener, von einander getrennter Ströme, denselben Strom nach ei in gleicher oder entgegengesetzter Richtung, so zeigen sich die gl Erscheinungen. Also auch zwei Theile desselben Stromkr in denen der Strom gleichgerichtet ist, ziehen einand

[1]) Bertin, Opuscules de physique. Mém. de la Société des science relles de Strasbourg, 5 et 6, 1865*.

und zwei Theile, in denen er entgegengesetzt gerichtet ist, stossen einander ab.

Den ersten Theil dieses Gesetzes kann man auch durch den Apparat, Fig. 7, nachweisen. — An einem Stativ von Messing, welches bei *b* eine Klemmschraube trägt, hängt eine Spirale von dünnem und hartem Messingdraht, deren Windungen nahe an einander liegen. Unterhalb ist die Spirale durch ein kleines, an ihr Ende gelöthetes Gewicht gespannt erhalten, welches in eine Stahl- oder Platinspitze endet. Letztere taucht in ein mit Quecksilber gefülltes Näpfchen so ein, dass sie die Oberfläche des Quecksilbers gerade berührt. Verbindet man die Klemmschraube bei *b* und das Quecksilber mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom alle Windungen der Spirale in gleicher Richtung. Dieselben ziehen sich gegenseitig an, die Spirale verkürzt sich und die Spitze hebt sich aus dem Quecksilber. Der Strom ist unterbrochen, der Grund der Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale fällt fort; dieselbe dehnt sich wieder aus, ihre Spitze taucht in das Quecksilber, und die Contraction beginnt von Neuem. So geräth die Spirale in regelmässige verticale Schwingungen[1]).

Fig. 7.



Diese elektrodynamische Anziehung der Spiralwindungen scheint das eigenthümliche Geräusch zu verursachen, welches man zuweilen hört, wenn man durch eine Spirale einen unterbrochenen Strom leitet. Indem sich die einzelnen Windungen abwechselnd anziehen und wieder in ihre Gleichgewichtslage zurückkehren, können sie in Tonschwingungen gerathen. Entsprechend ertönt ein Geräusch, wenn man durch die beiden Drähte einer aus zwei parallelen Drähten gewickelten Spirale in gleicher Richtung einen intermittirenden Strom leitet, nicht aber, wenn die Richtung des Stromes in beiden Windungsreihen entgegengesetzt ist[2]).

Ebenso wie parallele Leiter, in welchen Ströme fliessen, zeigen auch derartige Leiter, welche einen kleineren oder grösseren Winkel mit einander bilden, die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen. 6

Hängt man an das Fig. 1 gezeichnete Stativ einen Leiter, wie in Fig. 8 (a. f. S.), und bringt unter denselben einen zweiten vom Strom durchflossenen Draht *ponq*, so dreht sich der aufgehängte Leiter so

[1]) Roget, Darstellung des Elektromagnetismus, deutsch von Kottenkamp, p. 136 u. 137*; Pogg. Ann. 36, p. 550, 1835*. — [2]) Buff, Pogg. Ann. 124, p. 85, 1865*.

herum, dass seine Seite *ab* mit der Richtung von *no* parallel ist, wenn in *ab* und *no* die Ströme in den Richtungen von *a* nach *b* und *n* nach *o* fliessen. Bezeichnen wir die verticale Linie, welche beide schneidet, mit *k*, so fliessen in diesem Falle in beiden Leitern die Ströme von *a* und *n* zur Kreuzungsstelle *k* hin und von derselben fort nach *b* und *o*. Ist die Richtung der Ströme in einem der beiden Leiter entgegengesetzt, so stellen sie sich so, dass wiederum in beiden Leitern der Strom gleiche Richtung hat.

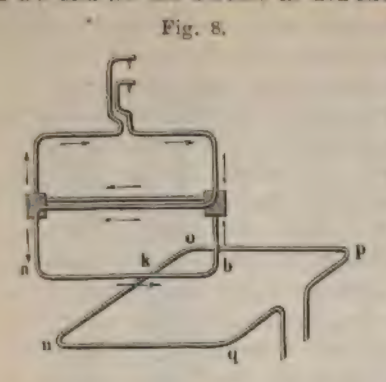
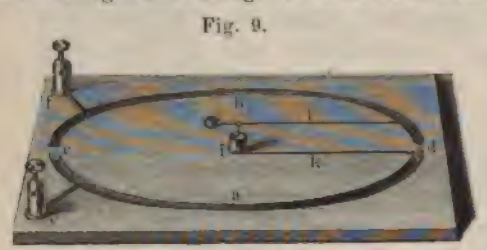


Fig. 8.

Also auch zwei gekreuzte Leiter ziehen sich an, wenn in beiden der Strom zu der Kreuzungsstelle hin oder von derselben fort fliesst; sie stossen sich ab, wenn in einem derselben der Strom zur Kreuzungsstelle hin, im anderen von der Kreuzungsstelle fort fliesst.

7 Dasselbe Resultat lässt sich auch auf folgende Weise zeigen: In ein viereckiges Brett, Fig. 9, sind zwei halbkreisförmige Rinnen *a* und *b* eingegraben, welche bei *c* und *d* durch Holzwände von einander getrennt sind und mit Quecksilber gefüllt werden. In dieselben tauchen zwei von den Klemmschrauben *e* und *f* kommende Eisen- oder Platindrähte. In dem Centrum des aus *a* und *b* gebildeten Kreises ist ein niedriges Metalllager *i* befestigt, um dessen Fuss sich ein Draht *k* drehen lässt, dessen Ende in die Rinne *a* taucht. Das Lager *i* trägt oben einen kleinen stählernen Napf voll Quecksilber, in welchem auf einer Stahlspitze der Draht *l* leicht beweglich schwebt. Derselbe taucht mit seinem einen Ende in die Rinne *b*, sein anderes kürzeres Ende ist durch ein Gegengewicht äquilibrirt. — Verbindet man die Klemmen *f* und *e* mit den Polen der Säule und dreht die Drähte *k* und *l* so, dass sie in einer gegen einander geneigten Stellung in die Rinnen tauchen, so fliesst der Strom durch beide Drähte in entgegengesetzter Richtung, und Draht *l* dreht sich von Draht *k* fort. Sollte das Quecksilber nicht ganz rein und deshalb zu zähe sein, um eine leichte Drehung des Bügels zu gestatten, so kann man seine Oberfläche durch Auftröpfeln einer Spur von Salpetersäure reinigen.


Fig. 9.

Leitet man einen Strom durch einen in etwa zehn Windungen um einen Rahmen gewundenen Kupferdraht *abcd*, Fig. 10, vermittelst der an seinen Enden befestigten Klemmen *k* und *z*, und hängt in den Rahmen einen auf einer Stahlspitze schwebenden, etwas kleineren Rahmen hinein, der gleichfalls mit Draht umwunden ist, dessen Enden in zwei halbkreisförmige und mit Quecksilber gefüllte Rinnen *p* und *q* eintauchen, so kann man die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der gekreuzten Ströme gleichfalls zeigen, wenn man die Rinnen *p* und *q* vermittelst der Klemmschrauben *v* und *w* mit den Polen einer zweiten Säule verbindet oder denselben Strom durch beide Windungsreihen hinter einander leitet[1]).

Fig. 10.



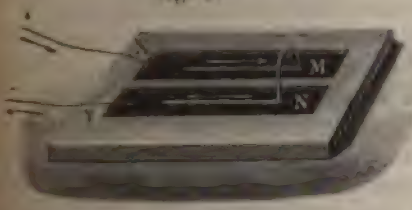
Die Abstossung der beiden Drähte des Apparates, Fig. 9, findet auch 8
noch statt, wenn sie in einem grösseren Winkel gegen einander geneigt sind, nur wird sie kleiner, auch weil sich die einzelnen Theile der Drähte weiter von einander entfernt haben. — Selbst wenn der Winkel zwischen beiden Drähten ein stumpfer geworden ist, stossen sie sich noch ab, und ein Gleichgewicht tritt erst ein, wenn der bewegliche Draht *l* mit Draht *k* einen Winkel von 180° bildet, also mit ihm in einer geraden Linie liegt. Dann geht der Strom in gerader Richtung durch *k* und *l*, und beide Drähte stellen gewissermaassen zwei auf einander folgende Theile desselben geradlinigen Leiters dar.

Es fragt sich, ob nicht auch noch in dieser Lage eine Abstossung der Drähte stattfindet.

Man hat versucht, diese Frage durch folgenden Versuch bejahend zu beantworten:

In ein rechteckiges Brett, Fig. 11, sind zwei parallele Rinnen *M* und *N* eingeschnitten, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In das eine Ende der Rinnen tauchen zwei Eisendrähte *X* und *Y*, welche mit den Polen einer galvanischen Säule (2 bis 3 Grove'schen Elementen) verbunden sind.

Fig. 11.



Ein Bügel von Eisenblech ist überall mit Siegellack stark lackirt, nur an den Enden seiner horizontalen Arme mit blanker metallischer Oberfläche versehen. Legt man diesen Bügel mit seinen horizontalen Armen

[1]) Garthe, Müller's Physik [5] 2, p. 344*.

auf das Quecksilber in den Rinnen M und N an dem den Leitungsdrähten zunächst liegenden Ende, so schwimmt er nach dem anderen Ende der Rinnen. Der Strom fliesst jetzt von dem Quecksilber der Rinnen in gerader Richtung in die horizontalen Arme des Bügels ein, so dass sie eine gerade Fortsetzung der Stromesleitung im Quecksilber bilden [1]).

Hiernach sollen sich die auf einander folgenden Theile eines vom Strome durchflossenen geradlinigen Leiters abstossen.

9 Diese vermeintliche Abstossung zeigte sich auch bei einem Versuche von Faraday [2]). Er hängte an die eine Seite eines Wagebalkens einen 2 Zoll langen kupfernen Bügel, von dessen Enden zwei amalgamirte Kupferdrähte in Quecksilbernäpfe hineinhingen, und der durch Gegengewichte äquilibrirt war. Sobald die Leitungsdrähte einer Säule in jene Näpfe eingetaucht wurden, hob sich der Bügel über einen Zoll hoch und sank beim Oeffnen des Stromes wieder herab.

Sehr bedeutend war diese Abstossung bei einem Versuche von Lenz [3]), als er die Schliessung einer grösseren Batterie von 12 Wollaston'schen Elementen von je 3 Quadratfuss Oberfläche durch $13\frac{1}{2}$ g schwere Kupferbügel herstellte, welche mit ihren Enden in Quecksilbernäpfe eintauchten. Bei Vollendung der Schliessung sprangen die Bügel aus den Quecksilbernäpfen heraus.

Auch das Zerreissen eines vom Strom durchflossenen und geschmolzenen Platindrahtes hat man zum Theil auf diese Abstossung der auf einander folgenden Theile des Leiters zurückgeführt.

In einer anderen Art beobachtete Davy [4]) die Abstossung. Er führte von unten durch den Boden einer Schale in dieselbe zwei Leitungsdrähte, welche bis auf ihre flach gefeilten und polirten Endflächen mit Siegellack bestrichen waren. Bei anderen Versuchen wurden diese Drähte durch beiderseits offene Glasröhren ersetzt, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und in welche ausserhalb der Schale die Leitungsdrähte der Säule eingesenkt werden konnten. In die Schale wurde so viel Quecksilber gegossen, dass es etwa eine Linie über den Endflächen der Drähte oder Glasröhren stand. So wie ein starker Strom durch die Leitungsdrähte oder Glasröhren in das Quecksilber geleitet wurde, hob es sich über den Endflächen derselben kegelförmig in die Höhe und floss von da nach allen Seiten ab. Wurde der Oberfläche des Quecksilbers ein Magnetpol, gleichviel ein Nord- oder Südpol genähert, so senkten sich die Kegel oder verwandelten sich sogar in Vertiefungen von 6 Linien, indem nun das Quecksilber in eine elektromagnetische Rotation um die

---

[1]) Ampère und de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 420, 21, p. 46, 1822* und l. c. — [2]) Faraday, Quarterly Journal of Science 12, p. 416*; Gilb. Ann. 72, p. 127, 1822*. — [3]) Lenz, Pogg. Ann. 47, p. 461, 1839*. [4]) Davy, Phil. Trans. 1823, p. 153*; Ann. de Chim. et de Phys. 25, p. 67*.

Endflächen der Leitungsdrähte versetzt wurde und so von denselben vermöge der Centrifugalkraft floh[1]) (s. w. u.). Geschmolzenes Zinn an Stelle des Quecksilbers zeigte dieselben Resultate.

Die Beweiskraft der §. 9 beschriebenen Versuche ist vielfach in Zweifel gezogen worden. — Meist schrieb man zunächst das Gelingen des Versuches von Ampère der Wechselwirkung der in den Quecksilberrinnen seines Apparates fliessenden Stromestheile auf den gegen die Längsrichtung der Rinnen normalen Theil des in ihnen schwimmenden Bügels zu[2]). Dieser Einfluss lässt sich durch Verlängerung der in den Rinnen schwimmenden, ihnen parallelen Arme des Bügels vermindern. Auch haben Logeman und van Breda[3]) durch einen directen Versuch gezeigt, dass diese Ursache keine so kräftigen Wirkungen wie die Abstossung des Bügels hervorrufen kann. Sie liessen über den horizontalen, in entgegengesetzter Richtung vom Strome durchflossenen Quecksilberrinnen des Ampère'schen Apparates einen in sich geschlossenen viereckigen Leiter, Fig. 12, auf zwei in Quecksilbernäpfe tauchenden Stahlspitzen so schweben, dass sein unterer horizontaler Theil senkrecht gegen die Längsausdehnung der Rinnen stand. Der Leiter war so gebogen, dass bei Verbindung der Quecksilbernäpfe mit den Polen der Säule der Einfluss des Erdmagnetismus auf ihn eliminirt war. Selbst wenn der Abstand der Quecksilberrinnen von dem Leiter viel kleiner war, als der Abstand des horizontalen Theiles des Bügels des Ampère'schen Apparates von denselben, war keine Bewegung wahrzunehmen. 10

Fig. 12.

Forbes hat den Ampère'schen Versuch in anderer Form mit negativem Resultat angestellt. Er befestigt an dem einen Ende des horizontalen Armes einer Drehwage einen hufeisenförmig gebogenen Draht, dessen Enden gegen die Enden zweier anderer gerader Drähte stossen, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Auch bei Einschaltung einer Spirale in den Schliessungskreis des Stromes bemerkte er statt einer Abstossung eine Anziehung. Indess können bei diesem Versuche Adhäsionserscheinungen und dergleichen wohl das negative Resultat erklären. Liegen die Enden des Bügels sehr lose an den festen Drähten an, so erhält man im Gegentheil stets eine Abstossung, und zwar nicht nur in Folge der Ampère'schen elektrodynamischen Abstossung, sondern auch in Folge der Erhitzung und Funkenbildung an der Contactstelle.

---

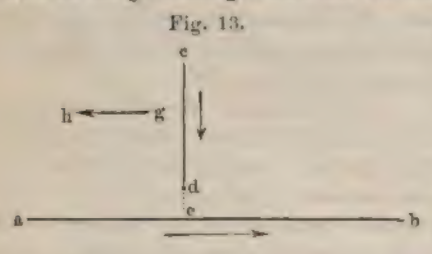
[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. 77, p. 3, 1849*. — [2]) Vergleiche auch Crell, Phil. Mag. [4] 21, p. 247, 1861*. Forbes, Phil. Mag. [4] 21, p. 81, 1861*. Tait, Phil. Mag. [4] 21, p. 319, 1863*. — [3]) van Breda (und Logeman), Phil. Mag. [4] 23, p. 140, 1862*.

Bei den §. 9 beschriebenen Versuchen fliessen indess durchaus nic nur die Ströme an den Contactstellen der einander berührenden Leit in einer auf derselben normalen Richtung, sondern verlaufen in de einen oder anderen der beiden Leiter in allerlei seitlichen Richtunge so dass auch diese Stromestheile die Abstossung bedingen können. Suc man die Stromesbahnen möglichst gerade zu machen, indem man z. bei dem Versuche von **Faraday** den kupfernen Bügel durch ein n Quecksilber gefülltes ∩ förmiges Rohr mit etwa 2 dcm langen und 5 m weiten Schenkeln ersetzt, welches an einer Wage hängt und unten zwei nur wenig weitere, mit Quecksilber gefüllte Glasröhren eintaucl deren Boden mit den Polen einer Säule verbunden sind, so erhält m nur sehr wenig sichere Resultate. Auch ist zu beachten, dass nicht n der transversale Theil des Bügels von dem nicht fest mit ihm verbund nen Theile der Schliessung, also zunächst dem in den Quecksilberrinn sondern auch der Strom in jedem longitudinalen Arm desselben von de Strome in dem Quecksilber der gegenüberliegenden Rinne abgestoss wird. So besitzt vom experimentellen Standpunkte aus dieser **Ampère**sche Versuch keine Beweiskraft.

11 Aus den §. 1 bis 6 beschriebenen Grundphänomenen der Elektr dynamik lassen sich einige weitere Folgerungen ableiten:

Es fliesse ein Strom durch einen langen horizontalen Draht *a* Fig. 13, in der Richtung von *a* nach *b*. In gleicher Ebene mit *ab* b finde sich ein geradliniger und auf *ab* senkrechter Leiter *cd*, in welche gleichfalls ein Strom, z. B. der Richtung von *c* nach fliesse. Die Verlängerung d Leiters *cd* schneide *ab* in

Fig. 13.



In den Leitern *aeb* u *cd* fliesst der Strom von *a* u *c* zur Kreuzungsstelle *e* hi der Leiter *cd* wird also v der Seite *a* des Leiters *a* angezogen. Dagegen fliesst in *cd* der Strom gegen *e* hin, in *aeb* ab von *e* nach *b* fort, so dass von der Seite *eb* eine Abstossung auf d Leiter *cd* ausgeübt wird. Ist *ab* unendlich lang, so ist die Anziehu der Abstossung gleich. — Ist *cd* nur in seiner eigenen Richtung von nach *d* beweglich, so heben sich die Componenten in dieser Richtu auf; Draht *cd* bleibt in Ruhe. Ist aber der Draht *cd* sich selbst parall verschiebbar, so bewegt er sich in Folge der auf ihn einwirkenden Kräf in der Richtung des Pfeiles von *g* nach *h*.

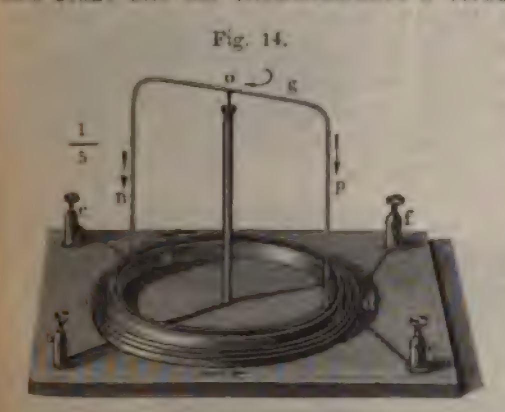
Ist der Draht *ab* zu einem horizontalen Kreise gebogen, und ka sich der vertical gestellte Draht *cd* über diesem Kreise nur um ei durch seinen Mittelpunkt gehende, verticale Axe drehen, so rotirt er der Richtung von *b* durch *e* nach *a*.

Fliesst einer der beiden, durch *ab* oder *cd* geleiteten Ströme in entgegengesetzter Richtung, so findet auch die Rotation in entgegengesetztem Sinne statt.

Diese Rotation lässt sich in folgender Weise zeigen[1]: 12

Auf einem Brette, Fig. 14, ist eine kreisförmige Rinne *aa* von Holz befestigt. Dieselbe wird mit Quecksilber gefüllt, und letzteres durch einen Draht mit der Klemmschraube *c* verbunden. In der Mitte der Rinne steht ein verticaler Metallstab, der unterhalb mit der Klemmschraube *b* in Verbindung steht, oberhalb aber ein kleines polirtes Näpfchen von Stahl trägt, welches mit Quecksilber gefüllt wird. Darin schwebt der kupferne Bügel *nop*, an dessen unteren Enden Platinspitzen angelöthet sind, die in die Rinne *aa* eintauchen.

Fig. 14.



Legt man um die Rinne eine aus einem Kupferblechstreifen gewundene Spirale *dd*, deren Windungen durch ein Seidenband von einander isolirt sind, und leitet durch dieselbe vermittelst der Klemmschrauben *e* und *f*, sowie durch den Bügel *nop* vermittelst der Klemmschrauben *b* und *c* einen Strom in der einen oder anderen Richtung, so rotirt der Bügel. (Bei der in der Figur gezeichneten Richtung der Ströme in der Richtung des Pfeiles *g*.)

Man kann den Bügel hierbei mit längeren verticalen Armen versehen, gegen welche dann hauptsächlich die Anziehungen und Abstossungen ausgeübt werden, wie in der Figur, oder auch die verticalen Arme ganz kurz nehmen, so dass der Strom in der Spirale namentlich auf den horizontalen Theil des Bügels wirkt.

13 Statt durch den Bügel den Strom eines besonderen Elementes zu leiten, kann man auch die Rinne, in welche seine unteren Enden eintauchen, aus Zinkblech verfertigen und den in ihrem Centrum stehenden Metallstab durch einen an beide gelötheten Kupferdraht mit ihr verbinden. An den Bügel selbst löthet man unten einen horizontalen Kupferdraht, welcher in die Rinne hineinhängt. Füllt man letztere mit saurem

---

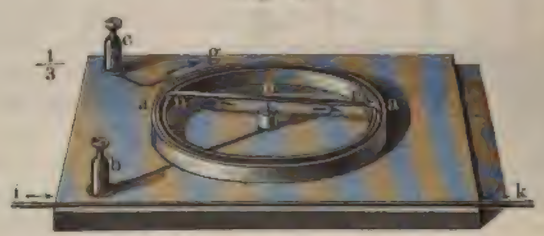
[1] Ampère, l. c. Vergl. auch Savary, Ann. de Chim. et de Phys. 22, [illegible] 1823* und Ampère, Théorie, p. 219*.

Wasser oder Kochsalzlösung, so stellt der Bügel selbst mit der Rinne ein Element dar, in welchem der Strom im Bügel von unten nach oben fliesst. Nimmt man die Rinne von Kupfer, den Ring am Bügel von Zink, so geht der Strom in entgegengesetzter Richtung.

14 Eine fernere, auf denselben Principien beruhende Rotation ist die folgende.

Man ersetzt den Bügel *nop* des Apparates Fig. 14 (a. v. S.) durch einen ganz flachen Bügel, Fig. 15. Leitet man vermittelst der Klemmschrauben *b* und *c* einen Strom durch denselben von der Mitte *o* nach beiden Seiten *n* und *p*, und nähert dem Apparate einen horizontalen, gleichfalls vom Strome durchflossenen Draht *ik*, so rotirt der Bügel. Ist die Richtung desselben nämlich zuerst senkrecht gegen *ik*, so wirkt der in *ik*


Fig. 15.



fliessende Strom am stärksten auf den Strom in dem ihm zunächst liegenden Arme des Bügels, welcher sich so dreht, dass er zuletzt dem Drahte *ik* parallel steht. In dieser Lage wird der Arm *op* von *i* angezogen, der Arm *on* abgestossen; Arm *op* stellt sich senkrecht auf *ik*, um wieder in der Richtung des Pfeiles *g* seine Rotation fortzusetzen.

15 Man kann diese Rotation noch in einer anderen Art herstellen [1]. Man verbindet die Pole einer Säule mit einer mit verdünnter Säure gefüllten metallenen Rinne *a*, Fig. 16, und einem in der Mitte derselben befindlichen Metallstab *b*, der oben einen Quecksilbernapf *c* trägt. Darauf stellt man den Leiter *dfgh*. Derselbe besteht aus einem Metallring *fgh*, welcher bei *f* durch einen nichtleitenden Körper, z. B. ein Stück Glas oder Elfenbein, unterbrochen ist, und dem ihn tragenden Bügel *fdg*, der zwischen *d* und *g* aus einem Glasstabe, zwischen *d* und *f* aus einem Drahte gebildet ist. Der Ring *fgh* taucht in das saure Wasser der Rinne *a*. Der bei *c* in den Leiter *dfgh* eintretende positive oder negative Strom fliesst durch *df* und dann durch den Ring *fgh*. Von den einzelnen Punkten *k* desselben fliesst dann der Strom in radialer Richtung *kl* durch die Säure zur Rinne *a*. Auf diese Weise stossen sich die

---

[1]) Ampère, Théorie p. 219*; Ann. de Chim. et de Phys. 26, p. 145*.

Stromestheile fk und kl ab, welche im Ringe fgh zu den einzelnen Punkten k hin, und von diesen durch die Säure der Rinne fort fliessen; und ziehen sich die Stromestheile kl und die im Ringe über die betreffenden Punkte hinausfliessenden Stromestheile km an. Der Ring rotirt daher entgegen der Richtung des Stromes km. Die Säure in der Rinne müsste, wenn die Reibung sie nicht hinderte, im entgegengesetzten Sinne rotiren. Die Richtung dieser Rotation ändert sich nicht, wenn man die Stromesrichtung im Apparate wechselt, nur wird sie in dem einen Falle durch die Wirkung des Erdmagnetismus auf den Apparat beschleunigt, in dem anderen verzögert.

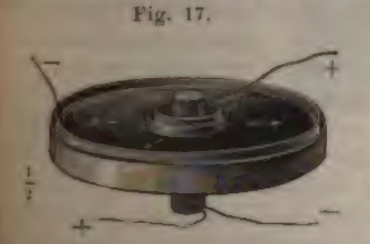
Fig. 16.



Dieser Versuch ist zugleich ein Beweis, dass die zwischen den Elementen fk oder km und kl wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen km senkrecht stehen, denn dann könnte der aufgehängte Leiter nicht rotiren.

Auch ein flüssiger Stromleiter rotirt unter Einfluss des Stromes ge- 16
nau in derselben Weise wie ein fester. Senkt man z. B. in ein Schälchen voll Quecksilber im Centrum und am Rande die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdrähte, so fliesst der Strom im Quecksilber in der Verbindungslinie der letzteren mit der grössten Intensität. Legt man nun um den äusseren Rand des Schälchens in einer horizontalen Ebene einige Drahtwindungen, so rotirt das Quecksilber, wenn man durch dieselben einen Strom leitet, indem letzterer sich in den zwischen den Leitungsdrähten liegenden Theilen des Quecksilbers wie in einem festen Leiter verhält.

Fig. 17.



Hat man das Schälchen durch ein ringförmiges, mit Quecksilber gefülltes Gefäss von Holz, Fig. 17, ersetzt, in welches zwei concentrische, mit den Polen der Säule verbundene Kupferringe eingelegt sind, und bringt in den inneren Hohlraum des Ringes einige horizontale Drahtwindungen, welche in gleicher Richtung vom Strome durchflossen sind wie bei dem oben beschriebenen Versuche, so rotirt das Quecksilber in entgegengesetzter Richtung wie dort, wenn der durch das Queck-

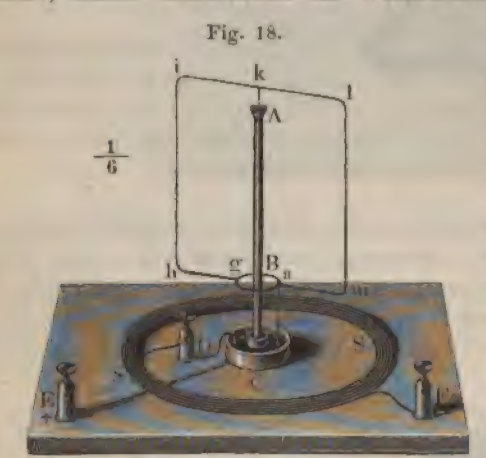
silber in der Rinne geleitete Strom in gleicher Richtung wie vorher fliesst [1]).

Diese Gesetze gelten indess nur, so lange der auf den radialen Strom im Quecksilber wirkende Kreisstrom mit jenem in einer Ebene liegt. Sobald er über dieselbe gehoben oder unter dieselbe gesenkt wird, kann sich die Richtung der Rotation ändern. Man kann diese Erscheinungen am einfachsten ableiten, wenn man sich den Kreisstrom durch einen kleinen Magnet ersetzt denkt (siehe weiter unten).

17 In einem speciellen Fall kann indess ein geschlossener Leiter einen beweglichen Stromesleiter nicht in continuirliche Bewegung versetzen. Dieser Fall tritt ein, wenn ein kreisförmiger Strom auf einen beliebig geformten Leiter wirkt, dessen Endpunkte in dem auf dem Centrum des Kreisstromes errichteten Lothe liegen, welches zugleich als Drehungsaxe dient.

Ampère [2]) hat sich zum Beweise dieses Satzes eines Apparates bedient, dessen Construction im Wesentlichen folgende ist: Auf einen Metallstab AB, Fig. 18, ist oben ein Quecksilbernapf A aufgesetzt. Unten ist derselbe mit der Klemmschraube E in Verbindung. Daselbst umgiebt ihn eine von ihm isolirte, mit Quecksilber gefüllte Rinne C, die mit der Klemmschraube D verbunden ist. Concentrisch zu dem Stabe AB ist eine flache Drahtspirale S horizontal angebracht, deren eines Ende mit der Klemmschraube D, deren anderes mit einer dritten Klemmschraube F verbunden wird. In den Quecksilbernapf A wird ein Leiter $ghiklmn$ eingesetzt, von welchem unterhalb eine Metallspitze in das Quecksilber der Rinne C taucht. Dieser Leiter ist unten ringförmig, so dass er den Stab AB umfasst, ohne ihn zu berühren. Verbindet man die Klemmschrauben E und F mit den Polen der Säule, so theilt sich der durch Stab AB gehende Strom bei k und fliesst durch beide Arme des Leiters kih und klm zur Quecksilberrinne C, und von da weiter durch die Spirale S. Trotzdem bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe oder nimmt, wenn die Spirale SS nicht ganz kreisförmig ist oder excentrisch zu AB liegt, eine feste Gleichgewichtslage an.

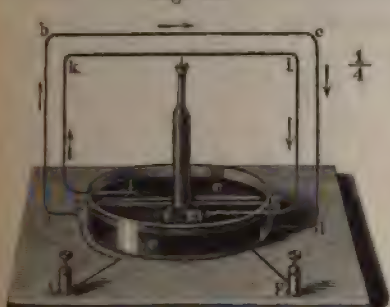
Fig. 18.



[1]) Davy, l. c. Poggendorff, Pogg. Ann. 77, p. 22, 1849*. — [2]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 414, 1822*.

Bei allen bisher beschriebenen Rotationen rotirt nur ein Theil der Leitung, welcher eine **nicht in sich geschlossene Bahn** darstellt. Die Wechselwirkung zweier **ganz geschlossener** Leiter kann dagegen niemals eine continuirliche Rotation derselben erzeugen, die zwischen den geschlossenen Stromesleitern wirkenden Kräfte sind reine Anziehungskräfte, welche die einzelnen Theile der Ströme so einzustellen streben, dass unter den obwaltenden Bedingungen die Anziehung ein Maximum, die Abstossung ein Minimum wird. — Aendert man aber in bestimmten Zeiten die Richtung des Stromes in dem einen Leiter, so kann man eine Rotation herstellen [1]). Es sei *abcd*, Fig. 19, ein viereckiger Leiter, dessen eines Ende mit der Klemmschraube *A* verbunden ist. In dem Leiter befindet sich ein kreisförmiges Schälchen voll Quecksilber, welches in der Mitte durch eine niedrige, in der Ebene von *abcd* liegende Glaswand *g* so getheilt ist, dass die Quecksilbermassen in beiden Hälften *f* und *e* gerade von einander geschieden sind. Das Ende *d* des Leiters *abcd* ist mit dem Quecksilber in der Hälfte *e*, und das Quecksilber in der Hälfte *f* mit der Klemmschraube *F* verbunden. Man setzt einen zweiten viereckigen Leiter *iklm*, der oben eine Stahlspitze trägt, auf ein im Inneren des Leiters *abcd* auf einem Glasstabe befestigtes Lager, so dass seine Enden *i* und *m* in die Hälften *e* und *f* des Quecksilberschälchens eintauchen. Diese Enden können so nahe an einander stehen, dass der Leiter *iklm* als in sich geschlossen betrachtet werden kann. Verbindet man jetzt die Klemmschrauben *A* und *F* mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom die Leiter *abcd* und *iklm*, z. B. in der durch die Pfeile angedeuteten Richtung. Beide Leiter nähern sich einander, so dass sich Seite *ik* zu *ab*, *lm* zu *cd* hin bewegt. Sowie sich aber beide Leiter in einer Ebene befinden, und *iklm* durch sein Beharrungsvermögen ein wenig weiter schwingt, tauchen seine Enden in die Hälften des Quecksilbers in entgegengesetztem Sinne wie vorher, das Ende *i* in *f* und *m* in *e*. Der Strom in *iklm* ist dadurch umgekehrt; der Leiter *iklm* wird von *abcd* abgestossen und setzt seine zuerst angenommene Bewegung fort, indem sich die Stromesrichtung in ihm jedesmal ändert, wenn er durch die Ebene von *abcd* hindurch gegangen ist. 18

Fig. 19.



[1]) **Ritchie**, Phil. Mag. [3] **4**, p. 13, 1834*; Pogg. Ann. **31**, p. 206*.

II. Grundgesetze der Elektrodynamik.

19 Man hat versucht, die Anziehungs- und Abstossungserscheinung der vom Strome durchflossenen Leiter auf die Wechselwirkung ihrer e zelnen Elemente zurückzuführen. Um das allgemeine Gesetz dersell abzuleiten, genügen die vorher angeführten Versuche noch nicht. seiner Begründung hat deshalb Ampère (l. c.) ausser den §§. 1 bi beschriebenen noch mehrere Versuche angestellt, welche im Wesentlicl folgendermaassen ausgeführt wurden:

I. Hängt man an dem Stativ, Fig. 20, den viereckigen Leiter *al* auf, leitet durch den Apparat einen Strom und nähert der einen ve calen Seite des Leiters einen vom Strome durchflossenen Draht, Fig.

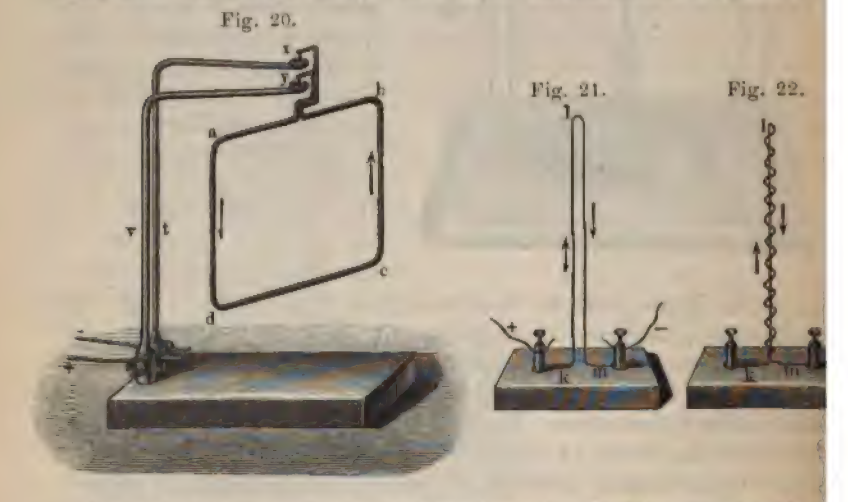


Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22.

welcher aus zwei parallelen, dicht neben einander liegenden Stücken und *lm* besteht, in deren einem der Strom auf-, in deren anderem er steigt, so heben sich die Wirkungen beider Stücke völlig auf; der bew liche Leiter bleibt in Ruhe. Ersetzt man die eine Hälfte dieses Leit z. B. *lm* durch einen in sehr kleinen Windungen um *lk* beliebig hin her gewundenen Draht, Fig. 22, der *lk* indess nirgends berührt, also z von ihm durch eine Umspinnung mit Seide getrennt ist, so wirkt glei falls dieser vom Strome durchflossene Leiter nicht auf den beweglicl Leiter *abcd*. Der in kleinen Windungen um den geraden Draht bogene Leiter wirkt also wie ein zweiter geradliniger.

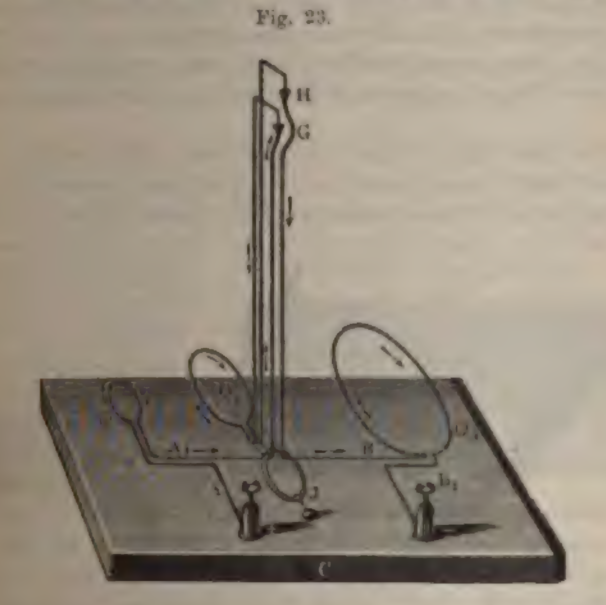
Jedes kleine Element *a* eines Stromleiters lässt si daher durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die einander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt hab wie jenes, und mit ihm ein beliebig vielseitiges Polyg

bilden; von dem Element a aber nur unendlich wenig entfernt sind.

Daraus folgt weiter, dass man die elektrodynamische Wirkung eines in dem Mittelpunkte eines Coordinatensystems liegenden Elementes eines vom Strom durchflossenen Leiters ersetzen kann durch die Wirkungen seiner Projectionen auf die drei Coordinatenaxen, durch welche Ströme von der gleichen Intensität fliessen, wie durch jenes.

II. Auf einem Brette, Fig. 23, sind in einem Abstande von etwa 20
5 bis 6 dcm zwei horizontale Kreise von Draht O und O_{II} befestigt,

Fig. 23.



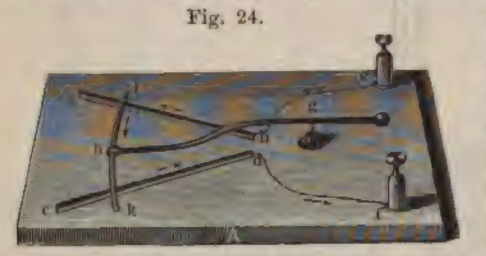
deren Radien im Verhältnisse von 1:4 stehen. Die Enden A und B_1 der zwei Drahtkreise sind mit Klemmschrauben verbunden. Die Enden A_1 und B führen zu den vertical über einander liegenden stählernen Quecksilbernäpfen G und H. In diese Näpfe ist vermittelst Stahlspitzen ein dritter, an zwei verticalen Drähten hängender Drahtkreis O_1 eingefügt, welcher zur Erhaltung seiner horizontalen Lage bei I ein Gegengewicht trägt. Der Radius des Kreises O_1 ist doppelt so gross als der von O. Ein von den Quecksilbernäpfen auf das Brett C gefälltes Loth theilt den Abstand zwischen den Mittelpunkten der Kreise O und O_{II} im Verhältnisse von 1:2. Leitet man einen Strom zu den Klemmschrauben A und B_1 so durchfliesst er die Kreise in der Richtung der in der Figur gezeichneten Pfeile. Die Kreise O und O_1, O_1 und O_{II} stossen sich also ab, da der Strom in je zwei benachbarten Theilen derselben entgegen-

gesetzt gerichtet ist. Lässt man den Kreis O_1 frei schwingen, so nimmt er eine solche Gleichgewichtslage an, dass die Abstände $O O_1$ und $O_1 O_{11}$ der Mittelpunkte der Kreise sich wie 1 : 2 verhalten, also in demselben Verhältnisse stehen, wie die Radien je zweier auf einander folgender Kreise.

Diesen Versuch kann man in der Weise abändern[1]), dass man die Drahtkreise mit den Radien 1 und 4 conaxial mit ihren Ebenen vertical aufstellt und zwischen denselben einen ebenfalls verticalen conaxialen Drahtkreis vom Radius 2 anbringt, der an zwei neben einander laufenden, horizontalen Drähten befestigt ist, die bifilar aufgehängt sind und mittelst eines Gegengewichtes horizontal erhalten werden. Die Drahtenden tauchen nahe der Drehungsaxe in Quecksilbernäpfe, welche die Leitung vermitteln. An den Drahtkreisen befestigte, auf einer Scala spielende Zeiger, resp. ein mit der Drehungsxe des beweglichen Drahtkreises verbundener Spiegel, gestatten die Beobachtung der Einstellung.

21 III. In ein Brett *A*, Fig. 24, sind zwei mit Quecksilber gefüllte Rinnen *ab* und *cd* eingegraben, welche, ohne mit einander zu communiciren, bei *b* und *d* in einem spitzen Winkel zusammenlaufen. Von *b* und *d* aus gehen aus den Rinnen Leitungsdrähte zu den Klemmen *e* und *f*. In dem Punkte *g*, wo sich die Rinnen bei ihrer Verlängerung schneiden würden, ist an einer verticalen Axe ein aus einem Nichtleiter, z. B. Holz, verfertigter Arm *gh* leicht beweglich angebracht, welcher bei *h* einen Draht *ik* trägt, der die Form eines um den Mittelpunkt *g* mit dem Radius *gh* geschlagenen Kreisbogens besitzt und auf dem Quecksilber der Rinnen *ab* und *cd* ruht.

Fig. 24.



Verbindet man die Klemmen *e* und *f* mit den Polen der auf der Seite *ac* des Brettes *A* aufgestellten Säule, so durchfliesst der Strom die Rinnen und den Drahtbogen in der Richtung der in der Figur angegebenen Pfeile. — Ist nun Bogen *ik* so gestellt, dass er senkrecht auf dem Arm *gh* steht, so bleibt er beim Schliessen des Stromes im Gleichgewicht. Ist er aber gegen *gh* in einem anderen Winkel geneigt, so bewegt er sich nach der Rinne hin, welche auf der Seite des spitzen Winkels zwischen dem Bogen *ik* und dem Arm *gh* liegt.

Aus diesem dritten Versuche ist folgender Schluss gezogen worden. Die Rinnen *ab* und *cd* stossen bei *b* und *d* so dicht zusammen, dass man den Stromkreis daselbst als geschlossen betrachten könnte. Die Versuch

[1]) v. Ettingshausen, Wien. Ber. [2] **77**, p. 109, 1878*; Beibl. **2**, p. 43 auch Felici, N. Cimento [3] **9**, p. 243, 1882*; Beibl. **6**, p. 952*.

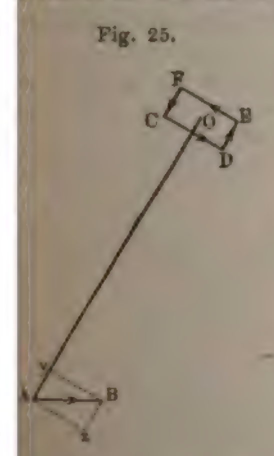
n dann die Wirkungen, welche ein die Säule S enthaltender ge-sener Stromkreis $ScbdfS$ auf den Bügel ik ausüben würde. In sten Lage des Bügels, wo er auf dem Drehungsarm senkrecht steht, also entweder keine Einwirkung des geschlossenen Stromkreises in statt, oder die Resultante der Wirkungen sämmtlicher melemente des Stromkreises auf sämmtliche Elemente des tbogens ik steht senkrecht auf demselben. — Die letztere hme bestätigt sich bei der zweiten Lage des Bügels, wo er gegen Arm gh geneigt wird.

Die Componente der Wirkung eines geschlossenen Stromses auf ein Element in der Richtung desselben ist mitgleich Null.

Indess ist dieser Versuch nicht beweisend, da auch die Stromestheile d dk auf den Strom im Bügel h wirken können, und ihn bewegen, er nicht senkrecht auf dem Arm hg steht[1]).

Derselbe Satz lässt sich nach Moutier[2]) durch eine andere Be- 22
tung ableiten. AB, Fig. 25, ist ein Stromelement, durch welches ein von A nach B fliesst. Durch A sei eine Gerade AO gezogen und in O ein rechteckiger, geschlossener, unendlich kleiner Elementarstrom $CDEF$, dessen Kanten CD und EF der Ebene AOB parallel seien. Die Wirkung dieses Stromes auf AB ergiebt sich folgendermaassen: Die Ströme in den Kanten DE und CF können auf AB nicht wirken (vergl. §. 23); so dass nur die Wirkung derer in CD und EF bleibt. Zerlegt man AB in zwei Componenten, AX in der Ebene AOB und senkrecht auf OA und AY in der Richtung von AO, so wirken die Ströme CD und EF nicht auf AY, sondern nur auf AX. Da die Ströme in CD und EF gleich und entgegengesetzt, parallel AX und gleich von AX entfernt sind, so geben sie zusammen eine Resultante, auf AB senkrecht steht. Da jeder geschlossene Strom aus Elemenömen zusammengesetzt werden kann (vergl. §. 38), so gilt dies auch nteren.

Fig. 25.



Die in §§. 19 bis 22 aufgeführten Versuche und Betrachtungen ge- 23
n, um die Gesetze der Anziehungs- und Abstossungserscheinungen

[1]) G. Wiedemann, Galv. 2. Aufl. 2, p. 20, 1873*. — [2]) Moutier, Bullet. Philomat. [7] 3, p. 148, 1882*; Beibl. 7, p. 39*.

der von Strömen durchflossenen Leiter zu bestimmen. Die §§. 8 bis 18 gegebenen Resultate sind hierzu nicht erforderlich, vielmehr ergeben sie sich als Folgerungen der von Ampère zuerst entwickelten Gesetze.

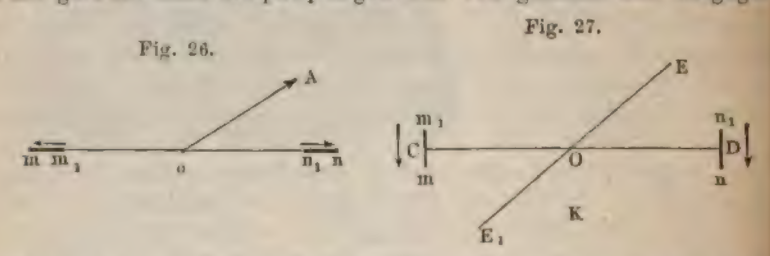
Statt der §§. 19 bis 21 beschriebenen Versuche könnten wir indess diese Gesetze auch aus anderen, früher beschriebenen Versuchen ableiten und z. B., wie es Ampère[1]) selbst gethan, den §. 17 ausgesprochenen Satz dazu benutzen. Wir wollen indess von jenen Versuchen ausgehen. Indem wir die von den Leitern der Ströme ausgeübten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf die Ströme selbst übertragen, bestimmen wir zuerst die Einwirkung zweier Stromelemente auf einander.

Ampère nimmt an, dass die Kraft, mit welcher zwei Stromelemente auf einander wirken, nach der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte gerichtet sei.

Dass die Resultante aller auf die Elemente wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen senkrecht steht, ergiebt sich freilich bei der §. 15 beschriebenen Rotation; indess ist doch nicht bewiesen, dass nicht ausser der nach der Verbindungslinie wirkenden Kraft noch Kräfte vorhanden sind, welche in gewissen Fällen auf den Elementen senkrecht stehen.

Nur für den Fall, dass die Elemente einander parallel sind oder in derselben geraden Linie liegen, lässt sich der Satz von Ampère nach Liouville[2]) folgendermaassen beweisen.

Sind zuerst zwei Elemente $m m_1$ und $n n_1$, Fig. 26, gegeben, welche in der geraden Linie $m m_1 n n_1$ liegen und von gleichen und entgegen-



gesetzt gerichteten Strömen durchflossen sind, so muss die Resultante ihrer Wirkungen auf einander durch den Halbirungspunkt O des Abstandes $m_1 n_1$ gehen. Da nun die Wirkung der Elemente auf allen ihren Seitenflächen durchaus gleich ist, so würde, wenn die Resultante in irgend eine gegen $m_1 n_1$ geneigte Linie OA fiele, sie ebensogut auch in allen möglichen Richtungen liegen können, welche denselben Winkel mit $m_1 n_1$ machten, wie OA. Daher kann die Resultante nur mit $m_1 n_1$ zusammenfallen.

Sind die von gleichen und gleichgerichteten Strömen durchflossenen Elemente $m m_1$ und $n n_1$, Fig. 27, einander parallel und auf ihrer Ver-

---

[1]) Ampère, l. c. §. 14. — [2]) Liouville, Ann. de Chim. et de Phys. 41 p. 415, 1829*.

bindungslinie senkrecht, so fällt ebenfalls die Resultante mit der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte CD zusammen.

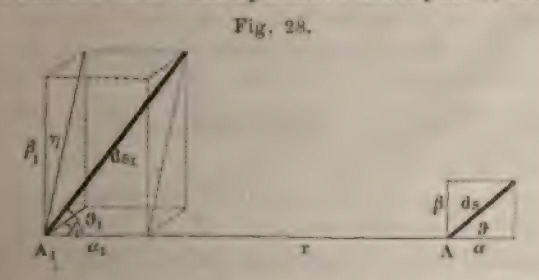
Hätte die Resultante eine Componente, die z. B. senkrecht auf der Ebene $m m_1 n n_1$ stände, und etwa das Element $m m_1$, welches links von einem in K befindlichen Beobachter liegt, zu dem die Ströme in $m_1 m$ und $n_1 n$ hinfliessen, nach oben in die Höhe höbe, so würde bei Umkehrung der Stromesrichtung in beiden Elementen die auf $m m_1$ wirkende Componente nach unten gerichtet sein. Es ändert sich aber nach den Versuchen die Wirkung beider Elemente auf einander nicht, wenn man in beiden zugleich den Strom umkehrt. Jene Annahme ist daher unmöglich; die Resultante der Kräfte zwischen $m m_1$ und $n n_1$ muss in ihrer Ebene liegen.

Hätte diese Resultante die gegen CD geneigte Richtung OE, so würde sie bei Umkehrung der Ströme in beiden Elementen die Richtung OE_1 annehmen, welche gegen OC in demselben Winkel geneigt ist, wie OE gegen OD. Diese Aenderung der Richtung der Resultante widerspricht wieder der Erfahrung; sie muss also mit CD zusammenfallen.

Sind die Ströme in den Elementen nicht gleich stark, so kann man das Element, in dem der n mal stärkere Strom fliesst, durch n Elemente von gleicher Stromstärke ersetzen, welche einzeln durch das andere Element beeinflusst werden, und erhält dieselben Resultate.

Es seien nun zwei Elemente zweier Stromleiter ds und ds_1, Fig. 28, 24
gegeben, der Abstand ihrer Mittelpunkte A und A_1 sei r, die Intensitäten

Fig. 28.



der durch sie hindurchfliessenden Ströme seien i und i_1; es soll ihre gegenseitige Anziehung bestimmt werden.

Wir lassen die Linie $AA_1 = r$ mit der X-Axe zusammenfallen. Man stelle ein in A auf AA_1 in der Ebene $ds\,A\,A_1$ errichtetes Loth die Y-Axe, ein senkrecht auf AA_1 und ds in A errichtetes Loth die Z-Axe dar.

Die Lage von ds ist durch den Winkel ϑ bestimmt, den es mit r macht. Die Lage von ds_1 ist bestimmt durch den Winkel ϑ_1 zwischen ds_1 und r, und durch den Winkel η, welchen die durch ds_1 und r gelegte Ebene mit der durch ds und r gelegten XY-Ebene macht.

Die in der Zeiteinheit durch die Elemente strömenden Elektricitätsmengen betragen, da die Längen der Elemente ds und ds_1 sind, $i ds$ und $i_1 ds_1$. Nehmen wir an, dass die Anziehung oder Abstossung der Elemente I nach einer Potenz ihrer Entfernung abnehme, so wird I ausgedrückt durch eine Formel:

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^n} f(\vartheta, \vartheta_1, \eta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

In dieser Formel ist n und die Function f zu bestimmen.

Es seien die Projectionen von ds auf die der X- und Y-Axe parallel durch A gezogenen Linien gleich α und β, die Projectionen von ds_1 auf die X-, Y- und Z-Axe gleich $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1$; dann ist

$$\begin{array}{ll} \alpha = ds \cos \vartheta & \alpha_1 = ds_1 \cos \vartheta_1 \\ \beta = ds \sin \vartheta & \beta_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \cos \eta \\ \text{—} & \gamma_1 = ds_1 \sin \vartheta_1 \sin \eta. \end{array}$$

Nach §. 19 können wir uns die Wirkung von ds auf ds_1 zusammengesetzt denken aus der Summe der Wirkungen ihrer Projectionen α und β auf $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$.

Die Einwirkung der parallelen Elemente β und β_1 ergiebt sich

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{const \, \beta \, \beta_1 \, i \, i_1}{r^n}.$$

Diese Kraft wirkt nur in der Verbindungslinie der Elemente.

Wählen wir das Maass der Intensitäten i und i_1 so, dass für eine bestimmte Einheit der Entfernung r die Constante gleich Eins zu setzen ist, so ist:

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{\beta \, . \, \beta_1 \, i \, i_1}{r^n} = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^n} \sin \vartheta \sin \vartheta_1 \cos \eta.$$

In gleicher Weise ist die Einwirkung der in einer geraden Linie liegenden Elemente α und α_1:

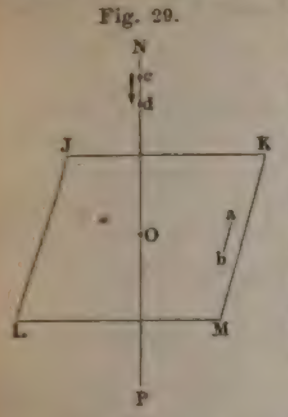
$$I_{\alpha\alpha_1} = K \frac{\alpha \alpha_1 \, i \, i_1}{r^n} = K \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^n} \cos \vartheta \cos \vartheta_1,$$

wo K eine Constante ist. — Auch diese Kraft ist nach der Verbindungslinie der Elemente gerichtet.

25 Die Elemente α und β_1 oder γ_1, α_1 und β stehen senkrecht auf einander; ihre Einwirkung auf einander in der Richtung der Verbindungslinie ist deshalb gleich Null, wie sich nach Liouville (l. c.) folgendermaassen ableiten lässt. Das Element ab liege in der Ebene $IKLM$, Fig. 29, ein zweites Element cd, durch welches der Strom in der Richtung von c nach d fliesse, in dem auf der Ebene errichteten Lothe NO. Findet irgend eine Wirkung von cd auf ab statt, so muss sie in die entgegengesetzte übergehen, wenn cd durch O nach der Seite OP der Ebene $IKLM$ fortgeschoben wird, denn in dieser

Falle fliesst der Strom von der das Element ab enthaltenden Ebene $IKLM$ fort, während er im ersteren zu ihr hinströmt. — Die Umkehrung der Wirkung tritt ein, wenn das Element cd durch die Ebene $IKLM$ hindurchgeht, also sich in O befindet. Dann kann keine Einwirkung des Elementes auf ab stattfinden.

Fig. 29.



Hiermit ist indess noch nicht gesagt, dass nicht zwischen den Elementen in diesem Falle Kräfte auftreten können, die eben nicht in der Richtung der Verbindungslinie liegen, sondern etwa auf ihr senkrecht wären. Ampère nimmt indess an, dass keine solche Kräfte existiren (siehe im Schlusscapitel des Werkes).

Die Gesammtanziehung oder Abstossung von ds auf ds_1 reducirt sich also auf die Summe $I_{ss_1} + I_{aa_1}$ und es ist:

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^n} (K \cos\vartheta \cos\vartheta_1 + \sin\vartheta \sin\vartheta_1 \cos\eta) \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

In dieser Formel sind noch n und K zu bestimmen.

Gehören die Elemente ds und ds_1 zwei geschlossenen Strömen an, so wird die Anziehung dieser letzteren durch das Integral der Wechselwirkungen ihrer Elemente dargestellt. Nun bleibt nach dem §. 20 beschriebenen Versuche, wenn jene geschlossenen Curven einander ähnlich sind, beide z. B. Kreise bilden, die Wirkung I ungeändert, wenn sich zugleich die Grösse von ds und ds_1, so wie der entsprechende Abstand beider Elemente r verdoppelt. Dies ist nur möglich, wenn die unter dem Integralzeichen stehenden Werthe die Dimension Null in Bezug auf jene Längenwerthe haben, d. i. wenn r in dem Nenner in der zweiten Potenz vorkommt, oder $n = 2$ ist.

Die Wechselwirkung zweier Elemente ist also dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional; demnach

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2} (K \cos\vartheta \cos\vartheta_1 + \sin\vartheta \sin\vartheta_1 \cos\eta).$$

Es bleibt nur noch der Werth K zu bestimmen übrig. 26

Wir führen hierzu den Winkel ε ein, welchen die Elemente ds und ds_1 im Raume mit einander machen. Dann ist:

$$\cos\varepsilon = \cos\vartheta \cos\vartheta_1 + \sin\vartheta \sin\vartheta_1 \cos\eta,$$

so

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2} [\cos\varepsilon - (1 - K) \cos\vartheta \cos\vartheta_1] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Wir wollen jetzt das Coordinatensystem so legen, dass die Co naten des Mittelpunktes A von ds gleich xyz, die des Mittelpunkte von ds_1 gleich $x_1 y_1 z_1$ sind. Dann ist der Abstand AA_1:

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2,$$

$$-r\frac{dr}{ds} = (x_1 - x)\frac{dx}{ds} + (y_1 - y)\frac{dy}{ds} + (z_1 - z)\frac{dz}{ds} = r\,c$$

ebenso

$$+r\frac{dr}{ds_1} = (x_1 - x)\frac{dx_1}{ds_1} + (y_1 - y)\frac{dy_1}{ds_1} + (z_1 - z)\frac{dz_1}{ds_1} = r\,co$$

Wird $r.dr/ds$ noch einmal nach s_1 differenzirt, so erhält man:

$$r\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1} = -\left(\frac{dx}{ds}\frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds}\frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds}\frac{dz_1}{ds_1}\right) = -c$$

Führt man diese Werthe für $\cos\vartheta$, $\cos\vartheta_1$ und $\cos\varepsilon$ in I ein, so

$$I = -\frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(r\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + K\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\right).$$

Wird Zähler und Nenner mit r^{K-1} multiplicirt, so ergiebt sich

$$I = -\frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{r^{K+1}}\left(\frac{d r^K \frac{dr}{ds}}{ds_1}\right) = +\frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{r^{K+1}}\left(\frac{d\,r^K \cos\vartheta}{ds_1}\right) \quad \ldots$$

Gehört das Element ds_1 einer in sich geschlossenen Curve an, d welche der Strom i_1 fliesst, so ist die Componente der Wirkung di Stromes auf ds nach der Richtung des Elementes ds selbst gleich (§. 21 u. 22). Die Componente der Wirkung von ds_1 auf ds in der R tung von ds wird erhalten, wenn man I mit $\cos\vartheta$ multiplicirt. Die sammtwirkung eines geschlossenen Leiters, dessen Element ds_1 ist, ds und in der Richtung von ds ist demnach:

$$i\,i_1\,ds\int\frac{\cos\vartheta}{r^{K+1}}\,\frac{d\,(r^K\cos\vartheta)}{ds_1}\,ds_1 = 0.$$

Durch partielle Integration ergiebt sich:

$$I = i\,i_1\,ds\left(\frac{\cos^2\vartheta}{2r} + \frac{2K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr\right) = 0.$$

Beim Einsetzen der Grenzen fällt das erste Glied fort, und es r sein:

$$\frac{2K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr = 0.$$

Für jede geschlossene Curve braucht dieses Integral nicht gl Null zu sein, wie man leicht sieht, wenn dieselbe z. B. aus einer au senkrecht stehenden Geraden und einem die Enden derselben verbin den Kreisbogen besteht. Auf ersterer ist $\cos\vartheta$ und das entspreche

Element des Integrals stets gleich Null, auf letzterem sind alle Elemente desselben positiv. — Obige Gleichung kann also nur stattfinden, wenn:

$$2K + 1 = 0$$
$$K = -\tfrac{1}{2}.$$

Setzen wir dies in die Gleichung 3) oder 4) ein, so erhalten wir die Grundformel für die Wirkung der zwei von den Strömen i und i_1 durchflossenen Elemente ds und ds_1:

$$I = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2} \left(\cos\varepsilon - \tfrac{3}{2}\cos\vartheta\cos\vartheta_1\right)$$

$$= -\frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{\sqrt[2]{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_1} = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{\sqrt[2]{r}} \cdot \frac{d(r^{-\frac{1}{2}}\cos\vartheta)}{ds_1} \text{[1]} \quad \ldots \quad 5)$$

Stehen die Elemente ds und ds_1 auf ihrer Verbindungslinie senk- 27
recht, und ist der Strom in ihnen gleichgerichtet, so findet Anziehung statt. — In diesem Falle ist:

$$\angle\,\varepsilon = 0,\ \cos\varepsilon = 1,\ \angle\,\vartheta = \angle\,\vartheta_1 = 90^0,\ \cos\vartheta = \cos\vartheta_1 = 0,$$

und

$$I_{\beta\beta_1} = \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2}.$$

Bezeichnen wir diejenige Kraft, welche die Entfernung der Elemente zu vergrössern strebt, mit dem positiven Zeichen, so ist die Kraft $I_{\beta\beta_1}$, welche dieselbe vermindern würde, mit dem negativen Zeichen zu versehen, ebenso also auch die Ausdrücke 3. und 4. So wird schliesslich die Formel für die Wechselwirkung der Stromelemente:

$$I = -\frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2}\left(\cos\varepsilon - \tfrac{3}{2}\cos\vartheta\cos\vartheta_1\right) \ldots\ldots\ldots \text{a.}$$

$$= \frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{\sqrt[2]{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_1} = -\frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d\,(r^{-\frac{1}{2}}\cos\vartheta)}{ds_1} \ldots \text{b.} \quad 6)$$

$$= -\frac{i i_1 \, ds \, ds_1}{r^2}\left(\tfrac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1} - r\frac{d^2 r}{ds\,ds_1}\right) \ldots\ldots\ldots \text{c.}$$

---

[1] Wir haben die im Text gegebene Ableitung des Ampère'schen Gesetzes beibehalten, wie sie im Wesentlichen von Ampère selbst gegeben ist, schon um des grossen historischen Interesses willen und weil sie sich unmittelbar den Formeln anschliesst, wenn auch einzelne derselben zweifelhaft sind. Die für geschlossene Ströme daraus abgeleiteten Resultate sind ohnehin durch die später zu erwähnenden Versuche von W. Weber, Cazin u. A. vollständigst bestätigt. Andere Ableitungen, u. A. von Jamin, J. de Phys. 8, p. 264, 1879*; Beibl. p. 71*, s. auch §. 43. Das Weitere siehe im Schlusscapitel des Werkes.

wo in letzterem Ausdruck

$$-\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1} = \cos\vartheta\cos\vartheta_1,$$

$$r\frac{d^2r}{ds\,ds_1} + \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1} = -\cos\varepsilon$$

ist.

28 In den Formeln 6) ist als Einheit der Stromintensität die Intensität desjenigen Stromes gewählt, welcher beim Durchfliessen durch zwei einander parallele und auf ihrer Verbindungslinie senkrechte Elemente ds und ds_1, deren Länge gleich Eins und deren Entfernung ebenfalls gleich Eins ist, denselben durch ihre Anziehung die Beschleunigung Eins ertheilt.

Wird als Einheit der Intensität eine n mal so grosse Intensität betrachtet, z. B. die eines Stromes, welcher in der Zeiteinheit im Voltameter 1 mg Wasserstoff entwickelt u. s. f., so ist die Anziehung n^2 mal so gross, also

$$I = -\frac{i i_1 n^2 ds\,ds_1}{r^2}(\cos\varepsilon - {}^3/_2\cos\vartheta\cos\vartheta_1).$$

29 Aus dieser allgemeinen Formel ergiebt sich zunächst folgende Schlussfolgerung.

Liegen die Elemente ds und ds_1 in einer geraden Linie hinter einander, und fliesst durch beide derselbe Strom, so ist in der Formel 6 a.: $\varepsilon = 0$, $\vartheta = \vartheta_1 = 0$, $i = i_1$, also die Wechselwirkung:

$$I_a = +\frac{i i\,ds\,ds_1}{2r^2}.$$

Die zwischen den Elementen wirkende Kraft sucht also ihre gegenseitige Entfernung zu vergrössern, die Elemente stossen einander ab, wie dies sich auch aus den anderweitig zu erklärenden Versuchen der §§. 8 und 9 ergeben sollte.

Berühren die Elemente einander, so dass r unendlich klein ist, so wird die Abstossung unendlich gross; dasselbe gilt von zwei einander berührenden Theilen eines geradlinigen Stromes [1]). Zugleich stossen sich auch zwei unendliche, einander nicht berührende Theile eines beiderseits unbegrenzten geradlinigen Stromes ab. Für jede Stromintensität könnte man also einen so langen Leiter finden, dass er zerrisse. Freilich wäre hierzu auch ein Wachsen der die betreffende Stromintensität erzeugenden elektromotorischen Kraft in gleichem Verhältniss erforderlich [2]).

---

[1]) Vgl. C. Neumann, Elektrische Kräfte 1, p. 46, 1873*. — [2]) Gilbert Ann. de la Soc. Scient. de Bruxelles 1, p. 1, 1876*; Beibl. 2, p. 226*.

Liegen die Elemente parallel neben einander im Abstande r, und ist die Stromesrichtung in ihnen entgegengesetzt, so ist ihre Abstossung:

$$I_{-s} = + \frac{i i \, ds \, ds_1}{r^2},$$

also gerade doppelt so gross, wie wenn die Elemente in einer geraden Linie hinter einander liegen.

Liegen die Elemente einander parallel, aber so, dass sie mit der Verbindungslinie den Winkel $\vartheta = 35^0 16'$ machen, für welchen $\cos\vartheta = \sqrt{1/3}$ ist, so ist

$$I = 0.$$

Die Elemente wirken nicht auf einander.

Stellen wir die Elemente erst parallel und senkrecht auf ihre Verbindungslinie, so ist ihre Anziehung ein Maximum; werden die Elemente allmählich, immer einander parallel, um ihre Mittelpunkte gedreht, so nimmt die Anziehung bis zu Null ab, wenn $\vartheta = 35^0 16'$ ist, geht in eine Abstossung über, die ein Maximum erreicht, wenn beide Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie liegen u. s. f. Wir hätten somit bei der Umdrehung um 360^0 vier Lagen der Elemente, in denen sie mit der Verbindungslinie die Winkel $\pm 35^0 16'$ nach der einen oder anderen Seite bilden, wo sie keine Wirkung auf einander ausüben; ein sehr wenig wahrscheinliches Verhältniss [1]).

In anderen Fällen wirken die Elemente nach der Formel 6 b. §. 27 nicht auf einander, wenn

$$\frac{d\,(r^{-1/2}\cos\vartheta)}{d s_1} = 0, \text{ d. h. } r = const\cos^2\vartheta$$

ist. Diese Gleichung stellt eine Rotationsfläche mit der Richtung des Elementes ds als Axe dar. Ein auf diese Fläche aufgewickelter Strom von irgend einer Gestalt übt also auf ein am Anfangspunkte dieser Fläche in ihrer Rotationsaxe liegendes Element keine Wirkung aus [2]).

Legt man also an ein Stromelement ds als Axe einen Doppelkegel, dessen Spitze mit dem Element zusammenfällt, und dessen Generatrix damit einen Winkel von $35^0 16'$ bildet, so wirkt dasselbe auf alle ihm gleichgerichtete in dem Kegelmantel liegende Stromelemente ds' nicht, stösst alle innerhalb des Kegels gelegene derartige Stromelemente ab und zieht alle ausserhalb desselben gelegene an [3]).

---

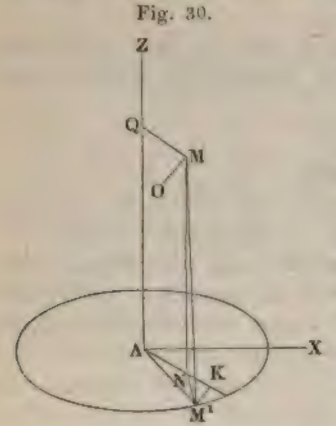
[1]) Von Grassmann, Pogg. Ann. **64**, p. 4, 1845* zuerst bemerkt und als Beweis gegen die Ampère'sche Theorie benutzt. — [2]) Vergl. Bertrand, Compt. rend. **79**, p. 141, 1874*. — [3]) Ph. Gilbert, Ann. de la Soc. Scient. de Bruxelles **1**, p. 1, 1876*; Beibl. **2**, p. 226, 1878*. Siehe ebendaselbst eine Reihe anderer aus der Ampère'schen Formel abgeleiteter Sätze über die Wirkung endlicher und unendlicher gerader Ströme auf Elemente, unter denen wir folgende besonders hervorheben:

Wirkt ein Kreisstrom von der Intensität i vom Radius a auf einen Strom von der Intensität i_1, welcher vom Mittelpunkte des ersteren in seiner Ebene

30 Wir wollen die obigen Ausdrücke benutzen, um den §. 17 angeführten Satz zu beweisen, dass ein horizontaler Kreisstrom einen Leiter, dessen beide Enden sich in seiner Axe befinden, nicht in continuirliche Rotation versetzen kann [1]).

Es seien M und M^1, Fig. 30, Elemente des Leiters und des Kreisstromes. Wir fällen auf die verticale Axe AZ und die Ebene des Kreisstromes von M die Lothe MQ und MN, ziehen die Radien AN und AM^1 und verbinden M mit M^1. Dann ist

Fig. 30.



$$\overline{MM^1}^2 = NM^2 + AN^2 + \overline{AM^1}^2 - 2AN . AM^1 \cos M^1AN.$$

Ist der Abstand $MM^1 = r$, $QM = AN = u$, $NM = z$, der Radius des Kreisstromes $AM^1 = a$, der Winkelabstand von AN und AM^1 von einem festen Radius AX des Kreises gleich t und t_1, so ist nach obiger Gleichung:

$$r^2 = z^2 + a^2 + u^2 - 2au\cos(t_1 - t).$$

Für verschiedene Punkte M^1 des Kreisstromes ändert sich nur der Winkel t_1. Das Differential von r in Bezug auf diese Veränderung ist demnach:

$$dr = \frac{au\sin(t_1 - t)\,dt_1}{r},$$

und nach Formel 6 b. §. 27 die Wirkung zwischen M und M^1:

$$I = -\,a i i_1\, dt_1\, r^{-1/2}\, \frac{d\{r^{-3/2} u \sin(t_1 - t)\}}{ds_1}.$$

Fällt man von M^1 auf Radius AN das Loth M^1K und errichtet in M auf der Ebene $MZAN$ ein Loth MO, in dessen Richtung das auf M ausgeübte Drehungsmoment wirkt, so ist MO parallel M^1K, und die in dieser Richtung wirkende Componente von I gleich:

---

nach zwei diametral entgegengesetzten Seiten bis zum Abstande l verläuft, so ist das Moment des die Rotation des letzteren bedingenden Kräftepaares gegeben durch die Gleichung:

$$-4M = -2aii_1[E(k) - (Fk)] = -2\pi a i i_1 k^2\left[\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2}\right)^2\frac{3k^2}{4} + \left(\frac{1.3}{2.4}\right)^2\frac{5k^2}{6} + \cdots\right]$$

wo $k = l/a$. Ist l/a hinlänglich klein, so wird:

$$M = -\pi a i i_1 k^2.$$

Das Kräftepaar ist also sehr nahe dem Quadrate des Verhältnisses der Länge des geraden Stromes zum Radius des Kreisstromes proportional. Ueber die Wirkung eines unendlichen horizontalen Stromes auf einen horizontalen um eine verticale Axe drehbaren Strom, s. auch Abria, J. de Phys. 6, p. 342, 1877; Beibl. 2, p. 104*. — [1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 418, 1822.

$$\frac{M^1 K}{M M^1} I = \frac{a \sin(t_1 - t)}{r} I.$$

Diese Componente muss mit $QM = u$ multiplicirt werden, um das Drehungsmoment D selbst zu erhalten. Dasselbe ist:

$$D = -a^2 i i_1 dt_1 r^{-1/2} u \sin(t_1 - t) \frac{d\{r^{-3/2} u \sin(t_1 - t)\}}{ds_1}.$$

Ist M das Element eines Leiters, dessen Enden in der Axe AZ iegen, so ist dieser Ausdruck zwischen zwei Grenzen zu integriren, für elche $u = 0$ ist. Da aber D ein vollständiges Differential darstellt, so der Werth seines Integrals für gleiche Werthe der Grenzen der gleiche, elche Beziehungen auch zwischen den Variablen bestehen, d. h. das tegral wird Null. — Hätte man den Werth K $(= -1/2)$ noch unstimmt gelassen, so könnte man auch aus der Bedingung, dass D ein llständiges Differential sein muss, umgekehrt den Werth für K ableiten.

Zur Begründung der Anwendung der aufgestellten Formeln berech- 31
wir ferner die **Einwirkung eines in sich geschlossenen Lei**s, der von einem Strome von der Intensität i_1 durchströmt wird, auf **Element** ds eines anderen Leiters, in welchem die Intensität des mes i ist.

Das Element des geschlossenen Leiters sei ds_1. Sind, wie in §. 26, Coordinaten von ds gleich xyz, die von ds_1 gleich $x_1 y_1 z_1$, so finden zunächst die drei Componenten der Einwirkung des Elementes ds_1 ds nach der Axe der x, y, z, wenn wir die Formel 6 b. des §. 27

$$I = \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 1)$$

mit $(x_1 - x)/r$, $(y_1 - y)/r$, $(z_1 - z)/r$ multipliciren. — Wir beten vorläufig nur die Componente X nach der Axe der x. Sie ist

$$X = \frac{i i_1 ds ds_1}{\sqrt{r^3}} (x_1 - x) \cdot \frac{d\left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; 2)$$

Dieser Ausdruck lässt sich umformen in

$$X = \tfrac{1}{2} i i_1 \left[\frac{d\left(\frac{x_1 - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds}\right)}{ds_1} + \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_1 - x}\right)}{ds_1} \right] ds ds_1 \text{ [1]}.$$

---

[1] Nach der Formel $u dv = \frac{1}{2}\left[d uv + u^2 d\left(\frac{v}{u}\right)\right]$, in der $u = \frac{x_1 - x}{\sqrt{r^3}}$, $= \frac{d\left(r^{-1/2} \frac{dr}{ds}\right)}{ds_1}$ gesetzt wird.

Den Ausdruck der Componente (X) der Wirkung des ganzen ge schlossenen Leiters auf ds erhält man durch Integration von X nac ds_1. Dann ist

$$(X) = {}^1/_2 i i_1 \left[\frac{x_1 - x}{r^2} \cdot \frac{dr}{ds} + \int \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_1 - x}\right)}{ds_1} ds_1 \right] ds.$$

Beim Einsetzen der Grenzen für den geschlossenen Strom fällt da erste Glied fort, und es bleibt

$$(X) = {}^1/_2 i i_1 ds \int \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_1 - x}\right)}{ds_1} \cdot ds_1.$$

Für den Werth X in der Gleichung 2) können wir also setzen:

$$X = {}^1/_2 i i_1 \frac{(x_1 - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r \frac{dr}{ds}}{x_1 - x}\right)}{ds_1} ds_1 \quad \ldots\ldots \quad 3$$

Wir führen unter dem Differentialzeichen für r und dr ihre Werth in x, y, z, x_1, y_1, z_1 ein, und setzen sodann

$$\frac{dx}{ds} = \cos\lambda, \quad \frac{dy}{ds} = \cos\mu, \quad \frac{dz}{ds} = \cos\nu,$$

wo λ, μ, ν die Winkel sind, welche ds mit den Axen macht. Wi setzen ferner:

$$C = \int \frac{(x_1 - x)\, dy_1 - (y_1 - y)\, dx_1}{r^3}$$

$$B = \int \frac{(z_1 - z)\, dx_1 - (x_1 - x)\, dz_1}{r^3} \quad \ldots\ldots \quad 4$$

$$A = \int \frac{(y_1 - y)\, dz_1 - (z_1 - z)\, dy_1}{r^3}$$

Bei der Integration ergiebt sich dann:

$$(X) = -\frac{1}{2} i i_1 (C \cos\mu - B \cos\nu)\, ds$$

und ebenso bei Vertauschung der Buchstaben

$$(Y) = -\frac{1}{2} i i_1 (A \cos\nu - C \cos\lambda)\, ds \quad \ldots\ldots \quad 5$$

$$(Z) = -\frac{1}{2} i i_1 (B \cos\lambda - A \cos\mu)\, ds$$

Die Werthe A, B, C werden die Determinanten des Strome genannt.

Liegt das Element ds im Anfangspunkte der Coordinaten, so ändern sich die Ausdrücke der Determinanten um in:

$$C_0 = \int \frac{x_1\,dy_1 - y_1\,dx_1}{r^3}$$

$$B_0 = \int \frac{z_1\,dx_1 - x_1\,dz_1}{r^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 6)$$

$$A_0 = \int \frac{y_1\,dz_1 - z_1\,dy_1}{r^3}$$

Die gemeinschaftliche Resultante R der Einwirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ist

$$R = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Resultante mit den Axen macht, sind:

$$\frac{(X)}{R},\ \frac{(X)}{R},\ \frac{(Z)}{R}.$$

Werden diese Werthe mit dx/ds, dy/ds, dz/ds multiplicirt, und die Producte addirt, so erhält man

$$(X)\,dx + (Y)\,dy + (Z)\,dz = 0.$$

Die Resultante R steht mithin auf dem Elemente ds senkrecht.

Werden dieselben Werthe resp. mit A, B und C multiplicirt und addirt, so erhält man ebenfalls:

$$A(X) + B(Y) + C(Z) = 0.$$

Zieht man durch das Element ds eine Linie, welche mit den Axen die Winkel ξ, η, ζ macht, so dass

$$\cos\xi = \frac{A}{D},\quad \cos\eta = \frac{B}{D},\quad \cos\zeta = \frac{C}{D},$$

ist, wo

$$D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

so steht diese Linie auf der Resultante R senkrecht. Man bezeichnet sie mit dem Namen der **Directrix**. Ihre Richtung ist unabhängig von der Richtung des Elementes ds, da letztere in den Werthen A, B, C nicht vorkommt. Führt man den Werth D in die Gleichung (7) ein, so erhält man

$$R = -\tfrac{1}{2}\,D\,i\,i_1\,ds\,\sqrt{(\cos\zeta\cos\mu - \cos\eta\cos\nu)^2 + (\cos\xi\cos\nu - \cos\zeta\cos\lambda)^2 + (\cos\eta\cos\lambda - \cos\xi\cos\mu)^2}.$$

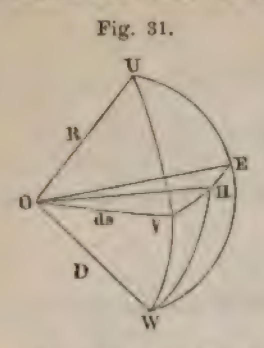
Bezeichnet man den Winkel zwischen dem Elemente ds und der Directrix mit ω, so ist der Werth unter dem Wurzelzeichen gleich $\sin\omega$, also

$$R = -\frac{1}{2}\,D\,i\,i_1\,ds\,\sin\omega \quad \ldots\ldots\ldots \quad 9)$$

Will man bestimmen, welches die Componente dieser Gesammtwir- 32
kung R des geschlossenen Stromes auf das Element ds in einer Ebene

ist, welche das Element ds in sich enthält, und mit der durch ds und D gelegten Ebene den Winkel φ, mit R also den Winkel $90 - \varphi$ macht, so denke man sich um den Coordinatenmittelpunkt O, Fig. 31, eine Kugelfläche gelegt. Diese werde von R im Punkte U, von der Verlängerung von ds in V, von D in W, von der neuen Ebene in einem Bogen VE geschnitten, während eine durch R und D gelegte Ebene die neue Ebene in der Linie OE schneide. Eine auf OVE senkrechte, durch die Directrix OW gelegte Ebene schneide Ebene OVE in Linie OH. Bogen HW sei gleich ψ. Nun ist

Fig. 31.



$$\text{Bogen } VW = \omega,$$
$$\text{Winkel } HVW = \varphi.$$

Da R auf der durch ds und D gelegten Ebene senkrecht steht, so ist die Componente ϱ von R in der Ebene OVE:

$$\varrho = R \sin\varphi = -\tfrac{1}{2} i i_1 ds D \,.\, \sin\omega \sin\varphi.$$

Im Dreieck VHW ist aber:

$$\sin HW : \sin VW = \sin HVW : \sin VHW,$$
$$\sin\omega \,.\, \sin\varphi = \sin\psi$$

also

$$\varrho = -i i_1 ds \,.\, D \,.\, \sin\psi.$$

Dieser Ausdruck ist von der Richtung des Elementes ds unabhängig. Wenn sich daher das Element ds um einen in seiner Verlängerung liegenden, festen Punkt drehen kann, und der auf dasselbe wirkende geschlossene Strom so weit von ds entfernt ist, dass die bei jener Drehung eintretende Aenderung der Abstände des Elementes von den einzelnen Elementen des letzteren vernachlässigt werden kann, so ändert sich der Werth der Resultante ϱ dabei nicht. Da diese Resultante auch auf dem Elemente ds senkrecht steht, so kommt es dadurch in eine Rotation von zunehmender Geschwindigkeit um den festen Punkt. Hat man statt des einen Elementes mehrere mit einander verbundene, welche alle der oben ausgesprochenen Bedingung genügen, so rotiren sie gemeinschaftlich, wie sich dies durch die §§. 12 bis 16 beschriebenen Versuche bestätigt.

33 Wollen wir die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement auf die Summation der Wirkungen der einzelnen Elemente des ersteren zurückführen, so können wir diese letztere Wirkung auch erhalten, wenn wir in den Ausdrücken für (X), (Y), (Z) in §. 31 statt der Werthe A, B, C und A_0, B_0, C_0 die Werthe unter dem Integralzeichen nehmen; dieselben seien a, b, c, a_0, b_0, c_0; ds liege am Anfangspunkt der Coordinaten. Wir legen durch ds_1 und die Mitte von ds eine Ebene

elche die XY-Ebene darstelle. Bildet sodann ds mit dieser Ebene den Vinkel ψ und zerlegen wir ds in eine auf der XY-Ebene senkrechte omponente $ds\, sin\, \psi$ und eine in der XY-Ebene liegende, $ds\, cos\, \psi$, so bt das Element ds auf erstere keine Wirkung aus. Von den Deter-ninanten bleibt nur

$$c_0 = \frac{x_1\, d y_1 - y_1\, d x_1}{r^3}.$$

ie Directrix ist in diesem Falle ebenfalls $d = c_0$ und ihr Winkel it der Z-Axe gegeben durch $cos\, \zeta = c_0/d = 1$, d. h. $\zeta = 90^0$. Die irectrix steht also auf der XY-Ebene, d. h. auf der Projection des lementes ds in derselben $ds\, cos\, \psi$ senkrecht; die Resultante ist auf tzterer senkrecht und wirkt in der XY-Ebene. Der Winkel zwischen und $ds\, cos\, \psi$ ist mithin $\omega = 90^0$, $sin\, \omega = 1$ und die Resultante

$$R = \frac{1}{2}\, i\, i_1\, \frac{x_1\, d y_1 - y_1\, d x_1}{r^3}\, d s\, cos\, \psi.$$

ividiren und multipliciren wir mit ds_1, und ist der Winkel zwischen s_1 und r gleich χ, so ist

$$\frac{x_1}{r}\frac{d y_1}{d s_1} - \frac{y_1}{r}\frac{d x_1}{d s_1} = sin\, \chi,$$

ithin

$$R = -\frac{1}{2}\frac{i i_1}{r^2}\, d s\, d s_1\, sin\, \chi\, cos\, \psi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Wollen wir die in die Richtung r fallende Componente der auf s wirkenden Resultante berechnen, so ist, wenn $ds\, cos\, \psi$ mit r den Win-el τ bildet, dieser Ausdruck mit $sin\, \tau$ zu multipliciren und es wird

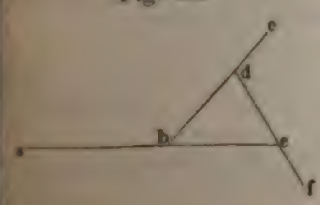
$$R\, sin\, \tau = -\frac{1}{2}\frac{i i_1}{r^2}\, d s\, d s_1\, sin\, \chi\, sin\, \tau\, cos\, \psi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

Ebenso wird die auf r senkrechte Componente

$$R\, cos\, \tau = -\frac{1}{2}\frac{i i_1}{r^2}\, d s\, d s_1\, sin\, \chi\, cos\, \tau\, cos\, \psi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Dieselbe Formel ist von Grassmann[1]) auf anderem Wege ent-ickelt worden, indem er die Wirkungen von Strömen berechnete, welche die Schenkel von Winkeln durchlaufen. Ein geschlossener Strom bde, Fig. 32, kann als zusammengesetzt angesehen werden aus den Strömen, welche die unendlich langen Schenkel der Winkel abc, cdf, fea durchfliessen.

Fig. 32.



Dieselbe Formel haben auch Hankel, Reynard und Clausius,

[1]) Grassmann, Pogg. Ann. 64, p. 1, 1845*.

von anderen Principien ausgehend, abgeleitet (vergleiche das Schlus capitel).

Liegt Element ds in der XY-Ebene, fällt also mit seiner Projectio $ds \cos\vartheta$ zusammen, so ist nach diesen Formeln die Wirkung eines El mentes eines geschlossenen Stromes auf ein in derselben Ebene liege des Element normal zu letzterem in derselben Ebene. Ferner ist, wen die Elemente ds und ds_1 in die Verbindungslinie r fallen, die Wirkun beider auf einander $R = 0$; ein Resultat, welches nicht mit den unmi telbaren Consequenzen der Ampère'schen Formel übereinstimmt.

34 Eine andere von der Ampère'schen Formel abweichende For der Wechselwirkung zweier Elemente erhält man, wenn beide zweie geschlossenen Strömen angehören.

Entwickelt man die partiellen Differentialquotienten von $1/r$ nac x_1, y_1, z_1 oder x, y, z aus der Gleichung

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2,$$

so ist

$$\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} = - \frac{\partial \frac{1}{r}}{d x_1} = \frac{x_1 - x}{r^3}; \quad \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} = - \frac{\partial \frac{1}{r}}{d y_1} = \frac{y_1 - y}{r^3};$$

$$\frac{\partial \frac{1}{r}}{d z} = - \frac{\partial \frac{1}{r}}{d z_1} = \frac{z_1 - z}{r^3}.$$

Werden diese Werthe in die Gleichungen 4) und 5) (§. 31) für di Determinanten A, B, C eingeführt und $\cos\lambda$, $\cos\mu$, $\cos\nu$ durch dx/d dy/ds, dz/ds ersetzt, so ergiebt sich die (X)-Componente des geschl senen Stromes auf das Element ds:

$$(X) = -\frac{1}{2} i i_1 \int \left\{ \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z_1} dx_1 - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} \partial z_1 \right] dz - \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dy_1 - \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y_1} dx_1 \right] d \right.$$

Addirt man hierzu $\mp \partial(1/r)/\partial x_1 . dx\, dx_1$, so erhält man

$$(X) = -\frac{1}{2} i i_1 \int \left\{ \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1} dx + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y_1} dy + \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z_1} dz \right] dx_1 - (dx\, dx_1 + dy \right.$$

$$+ dz\, dz_1) \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1}$$

Gehört ds einem längeren Leiter an, für dessen Endpunkte Werthe r in r_0 und r_1 übergehen, so erhält man bei der Ausführ der Integration innerhalb dieser Grenzen, wenn man für die We $\partial(1/r)/\partial x_1 \ldots$ die Werthe $-\partial(1/r)/\partial x \ldots$ setzt:

$$)= -\frac{1}{2} i i_1 \int \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1}\right) dx_1 + \frac{1}{2} i i_1 \iint \frac{x_1 - x}{r^3} (dx\, dx_1 + dy\, dy_1 + dz\, dz_1).$$

Gehört ds einem in sich geschlossenen Strome an, so fällt das erste ied fort, da dann $r_0 = r_1$ wird. Dann entspricht der Werth unter n zweiten Integralzeichen der Componente $(\overline{X})$ der Wirkung von ds f ds_1. Multiplicirt und dividirt man diesen Werth mit $ds\, ds_1$, so ist

$$\frac{dx}{ds}\frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds}\frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds}\frac{dz_1}{ds_1} = \cos(ds, ds_1),$$

o (ds, ds_1) den Winkel bezeichnet, welchen die Richtungen beider Ele-ente im Raume mit einander machen. Bildet man die analogen Aus-rücke für die Componenten $(\overline{Y})$ und $(\overline{Z})$ der Wirkungen der Elemente s und ds_1 der geschlossenen Ströme auf einander, so erhält man die esultante derselben:

$$\overline{R}) = \sqrt{(\overline{X})^2 + (\overline{Y})^2 + (\overline{Z})^2} = \frac{1}{2} i i_1 \int\int \frac{\cos(ds\, ds_1)}{r^2} ds\, ds_1 \quad . \quad . \quad 1)$$

Leitet man die Wirkung der geschlossenen Ströme unmittelbar von er Summation der Wirkungen R ihrer einzelnen Elemente auf einander b, so ist letztere demnach

$$R = -\frac{1}{2} i i_1 \frac{\cos(ds\, ds_1)}{r^2} ds\, ds_1 . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Die Wirkung zweier Elemente ds und ds_1 auf einander, elche beide geschlossenen Strömen angehören, ist also unter biger Voraussetzung umgekehrt proportional dem Quadrate hrer Entfernung und direct proportional dem Cosinus ihrer eigung gegen einander. Dieselbe ist nach der Verbindungs-inie beider Elemente gerichtet.

Die erwähnte Formel kann an Stelle der Formel von Ampère über-ll angewendet werden, wo man die Wechselwirkung geschlossener Ströme erechnen will.

Nach der Aufstellung dieser Formeln ist es nur noch eine Aufgabe 35
er Rechnung, die Einwirkung eines beliebig gestalteten Schliessungs-kreises auf ein Stromelement oder auf einen zweiten Schliessungskreis u bestimmen.

Mehrere Beispiele hiervon hat Ampère[1]) berechnet; so die Wechsel-wirkung zweier geradliniger Stromesleiter, welche in einer oder ver-schiedenen Ebenen liegen u. s. f.

Auch Plana[2]) hat die Wirkung zweier in einer Ebene liegender kreisförmiger Ströme und eines kreisförmigen und eines elliptischen Stromes von den Intensitäten i und i_1 berechnet. — Die Wirkung zweier

---

[1]) Ampère, Theorie p. 223*. — [2]) Plana, Giorn. arcad. 111, p. 3*.

Kreisströme, deren Flächenräume λ und λ^1, deren Radien m und m^1 sind, und deren Mittelpunkte den Abstand r haben, ergiebt sich nach einer Correction von Kirchhoff[1]):

$$A = \frac{3}{2}\, i i^1\, \frac{\lambda \lambda^1}{r^4} + \frac{45}{16}\, i i^1\, \frac{\lambda \lambda^1 (m^2 + m'^2)}{r^6} + \cdots\cdots$$

Für die Wirkung eines Kreisstromes und eines elliptischen Stromes ergiebt sich das erste Glied der die Wechselwirkung bezeichnenden Formel ebenfalls

$$A = \frac{3}{2}\, i i^1\, \frac{\lambda \lambda^1}{r^4}.$$

Kann man also die, die höheren Potenzen enthaltenden Glieder der linearen Dimensionen der Ströme gegen ihre Entfernung vernachlässigen, so drückt die letzte Formel in beiden Fällen ihre Wechselwirkung aus[2]).

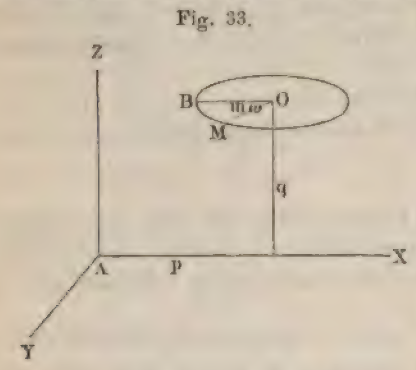
Da indess die Lösung dieser Aufgaben in physikalischer Beziehung nur in ganz speciellen Fällen ein grösseres Interesse darbietet, wollen wir uns mit der Andeutung der Ausführung eines einzigen praktisch wichtigen Beispieles begnügen.

36 Es liege das Element ds_1, Fig. 33, im Anfangspunkte A der Coordinaten. Das Element ds gehöre einem Kreise O vom Radius m an, dessen Ebene der XY-Ebene parallel sei, und dessen Mittelpunkt in der XZ-Ebene liege. Es sind dann die Coordinaten des Mittelpunktes O

$$x_0 = p, \quad y_0 = o, \quad z_0 = q,$$

und die Coordinaten eines Punktes M, welcher um den Winkel ω von dem Punkte B der Peripherie des Kreises abliegt, der durch den durch O parallel mit der X-Axe gezogenen Radius OB bestimmt ist, sind:

Fig. 33.



$$x = p - m \cos \omega,$$
$$y = m \sin \omega,$$
$$z = q.$$

Die Werthe C_0, B_0, A_0 werden bei Einführung dieser Werthe und bei partieller Integration, wenn man den Werth r und dr in x, y und z ausdrückt und für ω die Grenzen 0 und 2π einführt:

[1]) Kirchhoff, Fortschritte der Physik 1848, p. 336*. — [2]) Am einfachsten kann man diese Aufgaben lösen, indem man die Stromflächen durch zwei mit den entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladene magnetische Flächen ersetzt denkt (s. w. u.), die Potentiale der letzteren auf einander berechnet, und durch partielle Differentiation nach den betreffenden Richtungen die Anziehungs- oder Abstossungskräfte nach diesen bestimmt (vergl. Kirchhoff l. c.).

$$C_0 = 3\, m^2 p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} - m^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}$$

$$B_0 = 0$$

$$A_0 = -\, 3\, m^2 p\, q \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5},$$

woraus sich ergiebt:

$$(X) = -\,\frac{1}{2}\, i i_1\, d s_1\, m^2 \cos\mu \left(3\, p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} - \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

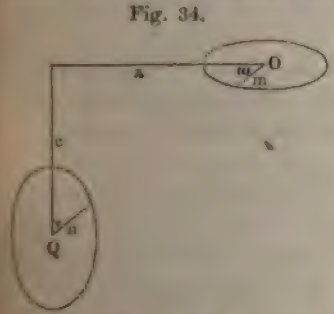
$$(Y) = +\,\frac{1}{2}\, i i_1\, d s_1\, m^2 \left(3\, p\, q \cos\nu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} + 3\, p^2 \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} - \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

$$(Z) = -\,\frac{3}{2}\, i i_1\, d s_1\, m^2\, p\, q \cos\mu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5}$$

Mit Hülfe dieser Ausdrücke lässt sich die Einwirkung des Kreis- 37
stromes O auf einen zweiten Kreisstrom berechnen, von dem ds_1 ein Stromelement ist. Man betrachtet den Mittelpunkt dieses Kreisstromes als Coordinatenanfangspunkt, und dehnt die auf das Element ds_1 des Kreisumfanges berechnete Wirkung durch Integration auf den ganzen Umfang aus.

W. Weber [1]) hat auf diese Weise das Drehungsmoment berechnet, welches der erste Kreisstrom auf einen zweiten Kreisstrom vom Radius n ausübt, der in einer auf der Ebene des Kreises O senkrechten Ebene liegt. Es wurde ausserdem angenommen, dass die von dem Mittelpunkte O, Fig. 34, auf die Ebene des Kreises Q, und umgekehrt vom Mittelpunkte des Kreises Q auf die Ebene von O gefällten Lothe in einem Punkte zusammentreffen. Die Länge dieser Lothe sei resp. a und c, und Kreis Q möge sich um das Loth c als Drehungsaxe drehen.

Fig. 34.



Man erhält dann die auf der Ebene des Kreises Q senkrechte Componente der Wirkung des Stromkreises O auf das Element ds_1 des Kreises Q:

$$= -\,\frac{1}{2}\, i i_1\, m^2 ds_1 \left[3\,(a^2 \sin\nu - c\, n \cos^2\nu) \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega\, d\omega}{r^5} - \sin\nu \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3}\right],$$

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, p. 42, 1846*.

worin für r der Werth:

$$r^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2\,c\,n \sin v - 2\,m \cos\omega \sqrt{a^2 + n^2 \cos v} \ldots$$

zu setzen ist.

Ersetzt man in jenem Ausdruck den Werth ds_1 durch $n\,dv$, mul plicirt ihn mit dem jedesmaligen Abstand $n.\sin v$ des Elementes d von der der Z-Axe parallelen Drehungsaxe c, und integrirt zwischen d Grenzen $v = 0$ bis $v = 2\pi$, so erhält man nach Weber das Drehung moment von Q in Bezug auf c:

$$d = -\frac{1}{2}\,i\,i_1\,m^2 n^2 \int_0^{2\pi} \left[3\,(a^2 \sin v - c\,n \cos^2 v) \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\,d\omega}{r^5} - \sin v \int_0^{2\pi} \frac{d\,\omega}{r^5}\right] \sin v\,d$$

Für die später zu erwähnenden experimentellen Untersuchung sind drei specielle Fälle dieses Resultates von Bedeutung:

1) wenn die Ebene des Kreises O durch den Mittelpunkt des Kre ses Q geht, also $c = 0$ ist;

2) wenn die Ebene des Kreises Q durch den Mittelpunkt von geht, also $a = 0$ ist;

3) wenn die Mittelpunkte beider Kreise zusammenfallen, al $a = c = 0$ ist.

Führt man diese Bedingungen in die Gleichungen für d und r ein un entwickelt r^{-3} und r^{-5} nach den Potenzen von $\cos\omega$, so erhält man fi den ersten Fall nach Weber das Drehungsmoment:

$$\varDelta = -\frac{\pi^2 m^2 n^2}{2\,l^3}\,i\,i_1 \left[3\,\frac{a^2}{l^2} - 2 + \frac{15}{32}\left(7\,\frac{a^2}{l^2} - 4\right)\left(4 + \frac{n_2}{a^2}\right)\frac{a^2 m^2}{l^4} + \cdots\right.$$

wo $l^2 = a^2 + m^2 + n^2 \ldots.$

Setzt man an Stelle des Leiters O eine Anzahl kreisförmiger, vo Strom durchflossener Ringe, deren Radius von o bis m wächst, so erh man das von diesem Leiter auf Q ausgeübte Drehungsmoment

$$\varDelta_1 = \int_0^m \varDelta\,dm = \frac{\pi^2}{2}\,v^3 n^2 i\,i_1\;S,$$

$$\text{wo } S = \left[\frac{1}{3} - w^2\right] - \frac{3}{2}\left[\frac{3}{5} - w^2 - (3 - 7\,w^2)\,f\right] v^2$$
$$+ \frac{15}{8}\left[\frac{5}{7} - w^2 - 2\,(5 - 9\,w^2)\,f + 3\,(5 - 11\,w^2)\,g\right] v^4$$
$$- \frac{35}{16}\left[\frac{7}{9} - w^2 - 3\,(7 - 11\,w^2)\,f + 11\,(7 - 13\,w^2)\,g\right]$$
$$+ \frac{315}{256}\left[\frac{9}{11} - w^2 - 4\,(9 - 13\,w^2)\,f + 26\,(9 - 15\,w^2)\,g\right] v^8.$$

Hierin ist

$$\frac{m^2}{a^2+n^2}=v^2;\ \frac{n^2}{a^2+n^2}=w^2;\ \frac{4a^2+n^2}{16(a^2+n^2)}=f;\ \frac{8a^4+4a^2n^2+n^4}{64(a^2+n^2)^2}=g$$

gesetzt.

Für den zweiten Fall erhält man in gleicher Weise:

$$\Delta_2=\pi^2 v^3 n^2 i i_1 S,$$

wo

$$S=+\frac{1}{3}-\frac{3}{2}\left(\frac{1}{5}-\frac{10}{3}fg\right)v^2+\frac{15}{8}\left[\frac{1}{7}+\frac{2}{5}(1-14f)g+42f^2g^2\right]v^4$$
$$-\frac{35}{16}\left[\frac{1}{9}+\frac{3}{7}(2-18f)g-\frac{54}{5}(1-11f)fg^2-572f^3g^3\right]v^6$$
$$+\frac{315}{128}\left[\begin{array}{l}\frac{1}{11}+\frac{4}{9}(3-22f)g+\frac{12}{7}(1-22f+143f^2)g^2\\ +\frac{1144}{5}(1-10f)f^2g^3+\frac{24310}{3}f^4g^4\end{array}\right]v^8\ldots,$$

wo

$$\frac{m^2}{c^2+n^2}=v^2;\ \frac{c^2}{c^2+n^2}=f;\ \frac{n^2}{c^2+n^2}=4gv^2.$$

Besteht der Leiter Q gleichfalls aus mehreren concentrischen Ringen, deren Radien von $n=n_1$ bis $n=n_2$ wachsen, so kann man für je zwei gleich weit von dem mittelsten Ringe liegenden Ringen annähernd einen doppelten Ring vom mittleren Durchmesser setzen.

Für den dritten Fall muss man, wenn $n>m$ ist, noch einmal eine Integration nach n zwischen den Grenzen n_1 und n_2 vornehmen. Man erhält dann das Drehungsmoment

$$\Delta_3=\frac{\pi^2 m^3}{n_2-n_1}ii_1\left[\begin{array}{l}\frac{1}{3}\log nat\frac{n_2}{n_1}+\frac{9}{160}\left(\frac{1}{n_2^2}-\frac{1}{n_1^2}\right)m^2-\frac{225}{14336}\left(\frac{1}{n_2^4}-\frac{1}{n_1^4}\right)m^4\\ +\frac{6125}{884736}\left(\frac{1}{n_2^6}-\frac{1}{n_1^6}\right)m^6+\frac{694575}{184549376}\left(\frac{1}{n_2^8}-\frac{1}{n_1^8}\right)m^8+\cdot\end{array}\right]$$

Liegen die Ringe nicht in einer Ebene, sondern in parallel neben einander liegenden Ebenen, so ist die Wirkung kleiner, als im ersten Falle. Sie ist dann nach der Formel d zu berechnen, welche zwischen den jedesmal gegebenen Grenzen zu integriren ist.

Für die Einwirkung zweier quadratischer, paralleler und gleicher Stromkreise, deren Ecken je in derselben Verticale liegen, ergiebt sich[1], wenn h der verticale Abstand, a die Seitenlänge derselben ist; die Wechselwirkung

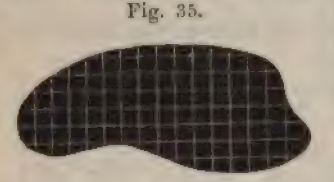
$$F=8ii_1\left[\frac{a^2}{h\sqrt{a^2+h^2}}-\frac{a^2h}{(a^2+h^2)\sqrt{2a^2+h^2}}+\frac{2h}{\sqrt{a^2+h^2}}-\frac{h}{\sqrt{2a^2+h^2}}-1\right].$$

[1] Mascart und Joubert, Traité 1, p. 542, 1882*.

83 Die Rechnung vereinfacht sich sehr, wenn man statt grösserer end licher Ströme unendlich kleine, in sich geschlossene Ströme betrachte Zu gleicher Zeit dient diese Betrachtung dazu, auf eine bequeme Wei die Wirkung eines grösseren geschlossenen Stromes auf ein Stromel ment oder auf einen zweiten geschlossenen Strom zu bestimmen[1]).

Zerlegt man nämlich eine beliebige von einem geschlossenen Strom Fig. 35, umkreiste Fläche durch zwei Systeme sich schneidender Para lelen in unendlich viele, unendlich klein Vierecke, und denkt sich um den Un fang der letzteren galvanische Strön kreisend, welche mit dem geschloss nen Strom gleiche Intensität und Ric tung haben, so heben sich sämmtlic im Inneren des geschlossenen Strom liegende Theile dieser kleinen Ströme auf und bleiben nur am Umfan des Systemes die mit dem geschlossenen Strome zusammenfallende Theile derselben übrig.

Fig. 35.



Man kann demnach jeden geschlossenen Strom durch ein Syste unendlich vieler kleiner geschlossener Ströme ersetzen, welche die ein zelnen Räume umkreisen, in welche jede beliebige, von ersterem um schlossene Fläche zerlegt werden kann. Hierdurch reducirt sich die Be rechnung der Wirkung eines geschlossenen Stromes auf eine Summatio von Wirkungen unendlich kleiner geschlossener Ströme.

Die Gestalt dieser einzelnen geschlossenen Elementarströme is willkürlich.

Denkt man sich ferner über dem geschlossenen Strom einen un endlich nahen geschlossenen Kreis, dessen einzelne Punkte α, β, γ ma mit darunter liegenden Punkten $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1 \dots$ des ersten Stromes verbinde so kann man die Ströme in dem Element $\alpha_1 \beta_1$ und $\beta_1 \gamma_1$ durch gleic starke Ströme in den Bahnen $\alpha_1 \alpha \beta \beta_1$ und $\beta_1 \beta \gamma \gamma_1$ ersetzen. Von diese heben sich die Stromesantheile $\beta \beta_1$ und $\beta_1 \beta \dots$ auf, so dass an Stel des Stromes in $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1$ der gleich starke in $\alpha \beta \gamma$ tritt. So kann ma den geschlossenen Strom $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1 \dots$ durch einen unendlich nahen $\alpha \beta \gamma$, von übrigens willkürlicher Gestalt, ersetzen.

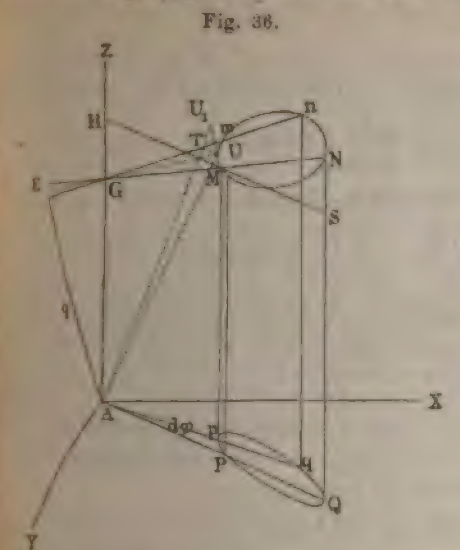
39 Wir betrachten wiederum zuerst die Einwirkung eines unendli kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement.

Das Element ds_1, Fig. 36, liege im Anfangspunkte der Coordinate Der geschlossene Strom $MNmn$ befinde sich in einer Ebene, deren A stand vom Coordinatenanfangspunkt A durch das Loth $AE = q$ g

[1]) Ampére, l. c.

messen ist. Die Winkel, welche diese Ebene mit den Coordinatenebenen macht, seien ξ, η, ζ. Sie schneide die Z-Axe in Punkt G.

Fig. 36.



Durch die Z-Axe werden zwei um einen sehr kleinen Winkel $d\varphi$ gegen einander geneigte Ebenen gelegt. Sie schneiden den geschlossenen Strom in den Punkten M, N, m, n, die Projection desselben auf die XY-Ebene in P, Q, p, q. Eine durch M gelegte, mit der XY-Ebene parallele Ebene schneide die Z-Axe in H, die Linie NQ in S.

Sind die Coordinaten des Elementes Mm des geschlossenen Stromes x, y, z, ist sein Abstand von A gleich r, so ist die Wirkung des Stromes abhängig von den drei Determinanten:

$$C_1 = \int \frac{x\,dy - y\,dx}{r^3},\quad B_1 = \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3},\quad A_1 = \int \frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}.$$

Ist der Abstand der Projection Pp des Elementes mM vom Coordinatenanfangspunkt gleich u, so ist

$$\Delta\, APp = \frac{x\,dy - y\,dx}{2} = \frac{u \,.\, u\,d\varphi}{2}$$

also

$$C_1 = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}.$$

Hat ferner das Element Nn die Coordinaten $x + \delta x$, $y + \delta y$, $z + \delta z$, ist seine Projection Qq vom Coordinatenanfangspunkt um $u + \delta u$ entfernt, so ist für dieses Element die entsprechende Determinante

$$C_2 = \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\varphi}{(r + \delta r)^3}.$$

In den Elementen mN und nN läuft der Strom in entgegengesetzter Richtung. In den Ausdrücken für ihre gemeinschaftliche Wirkung auf das Element ds_1 kommt daher die Differenz der Determinanten $C_2 - C_1 = C$ vor. Diese Differenz ist

$$C = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - \int \frac{(u + \delta u)^2\,\delta\varphi}{(r + \delta r)^3} = -\,\delta\left(\int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right)$$

oder bei Ausführung der Differenzirung:

$$C = \int \left(\frac{3\, u^2 \delta r}{r^4} - \frac{2\, u \delta u}{r^3} \right) d\varphi.$$

Differenzirt man die Gleichung $r^2 = u^2 + z^2$, so erhält man b Betrachtung der ähnlichen Dreiecke GHM und MSN für δr den Wer

$$\delta r = \frac{r^2 \cos\zeta - qz}{u\, r \cos\zeta}\, \delta u.$$

Beim Einsetzen dieses Werthes in C wird:

$$C = \int \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3\, qz}{r^5 \cos\zeta} \right) u \delta u\, d\varphi.$$

Ist der geschlossene Stromkreis sehr klein, so kann man annehme dass r und z in seinem ganzen Umfang sich nur sehr wenig ändern, u dann an ihre Stelle die Werthe l und z_0 setzen, welche sich auf sein Schwerpunkt beziehen. Ferner ist $u\, d\varphi$ der Bogen Pp, δu die Li PQ, also $u \delta u\, d\varphi$ das Viereck $PQpq$, mithin $\int u \delta u\, d\varphi$ die Projecti des Stromkreises auf die XY-Ebene. Ist der Rauminhalt des g schlossenen Stromes gleich λ, so ist demnach

$$\int u \delta u\, d\varphi = \lambda \cos\zeta$$

und

$$C = \left(\frac{1}{l^3} \cos\zeta - \frac{3\, q z_0}{l^5} \right) \lambda \quad \ldots\ldots\ldots$$

Analog erhält man:

$$B = \left(\frac{1}{l^3} \cos\eta - \frac{3\, q y_0}{l^5} \right) \lambda$$

$$A = \left(\frac{1}{l^3} \cos\xi - \frac{3\, q x_0}{l^5} \right) \lambda$$

Mit Hülfe dieser Werthe kann man die Grösse der Directr $D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$ und die auf ihr und dem Elemente ds_1 sen rechte Resultante der Wirkung $R = -\, {}^1\!/_2\, i i_1\, ds_1\, D \sin\varepsilon$ berechne wo ε den Winkel zwischen D und ds_1 bezeichnet.

Liegt z. B. das Element ds_1 und der unendlich kleine Strom in ein Ebene, z. B. der XY-Ebene, so ist $q = 0$, $\cos\xi = \cos\eta = 0$, $\cos\zeta =$ $A = B = 0$, $\varepsilon = {}^1\!/_2\, \pi$, also $D = C$ und

$$R = -\frac{1}{2} \frac{i i_1\, \lambda\, ds_1}{l^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots$$

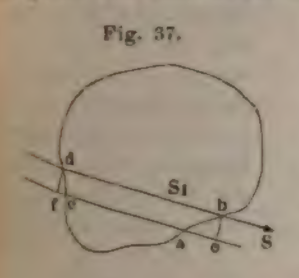
Diese Kraft steht dann auf dem Element ds_1 senkrecht und lie ebenfalls in der XY-Ebene (vergl. §. 32).

40 Gehört der unendlich kleine geschlossene Strom einem grösseren, sich geschlossenen ebenen Strome an, der nach Anleitung des §. 38 kleine Ströme zerlegt ist, so erhält man die Wirkung jenes Stromes a

ein Element ds_1, welches mit ihm in der XY-Ebene liegt, indem man den kleinen Strom als Element der Fläche des grossen Stromes betrachtet und danach integrirt. Das Integral wird, wie die Formel 2) des vorigen Paragraphen zeigt, durch den Rauminhalt eines Prismas dargestellt, welches die Ebene des Stromes zur Basis und den umgekehrten Werth der dritten Potenz des Abstandes l^{-3} jedes Punktes seiner Fläche von ds_1 an diesem Punkte selbst zur Höhe hat.

Denken wir uns von dem Schwerpunkte des ersten kleinen Stromes S ein System von dicht neben einander liegenden Linien Sac, Sbd, Fig. 37, durch einen in derselben Ebene liegenden zweiten Strom S_1 gelegt, so können wir sie, wenn die Entfernung der Ströme gross ist, als parallel ansehen. Liegen zwischen zwei solchen Linien die Elemente ab und cd des Stromes S_1, so zerlegen wir sie in je zwei Componenten, von denen die einen ae und cf in die Richtung der parallelen Linien Sac, Sbd fallen, die anderen be und df auf ihnen senkrecht stehen. Bei der Integration der Wirkungen des Stromes S auf alle Elemente ab und cd des zweiten Stromes heben sich die ersteren Componenten gegenseitig auf. Nur die letzteren bleiben bestehen. Es sei die Länge der auf den Linien Sac und Sbd senkrechten Componenten $be = df$ gleich $d\sigma$, der Abstand von ab vom Schwerpunkte S des ersten Stromes gleich r, also der von cd gleich $r + \delta r$; dann ist die gemeinsame Wirkung des Stromes S auf die beiden Elemente ab und cd, da der Strom sie in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, wenn wir die Glieder vernachlässigen, welche die höheren Potenzen von δr enthalten:

Fig. 37.



$$R = -\frac{1}{2}\, i i_1 \lambda d\sigma \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{(r+\delta r)^3}\right) = -\frac{3}{2}\,\frac{i i_1 \lambda\, d\sigma\, \delta r}{r^4}.$$

Der Werth $\delta\sigma dr$ entspricht dem Flächenraum $ebdf$ oder auch $abcd$. Bilden wir daher die Ausdrücke R für alle Elemente des Stromes S^1, so entspricht die Summe dieser Flächenräume dem Flächenraum des Stromes S_1. Nehmen wir in allen Fällen für den Werth r den auf den Schwerpunkt des Stromes S_1 bezüglichen Werth r_0, indem wir die kleinen Abweichungen von demselben bei den einzelnen Elementen vernachlässigen, so erhalten wir die Gesammtwirkung

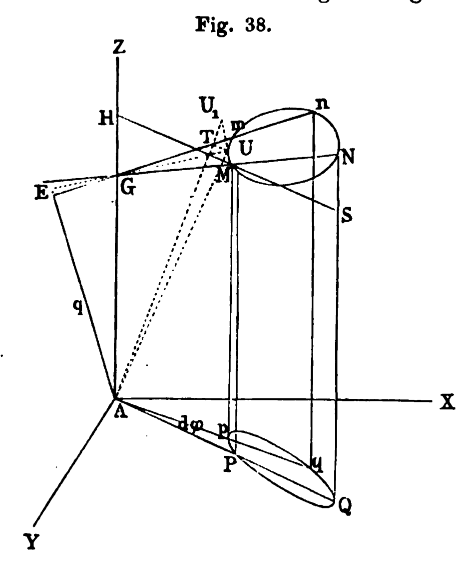
$$(R) = -\frac{3}{2}\,\frac{i i_1 \lambda \lambda_1}{r_0^4}.$$

Diese Formel stimmt mit den Formeln überein, welche Plana (§. 35) für die Wirkung kleiner Kreisströme und eines Kreisstromes und elliptischen Stromes auf einander erhalten hat [1]).

[1]) Die Formel von Ampère (Théorie, p. 231) $(R) = -\, i i_1 \lambda \lambda_1 r_0^{-4}$ ist nicht richtig.

41 Wir wollen den Formeln des §. 39 eine etwas andere Gestalt geben, in welcher wir sie bei der Vergleichung der magnetischen und elektrodynamischen Wirkungen bequem verwenden können. Diese Gestalt der Formeln rührt von F. E. Neumann her.

Fig. 38.



Man errichtet auf der Ebene des geschlossenen Stromes $MmNn$ auf Mm, Fig. 38, ein Loth UU_1 und nimmt auf demselben einen Punkt U_1 an, der um den unendlich kleinen Werth dq von der Ebene des Stromes entfernt ist, so dass seine Coordinaten $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$ sind. Zieht man nun $U_1 A$ und fällt von U auf $U_1 A$ das Loth UT, so ist bei der Kleinheit der Linien $U_1 U$, $U_1 T$, UT Linie $U_1 T = dr$ und, da Dreieck $AET \sim UU_1 T$, also $AE/AT = U_1 T/UU_1$ ist, auch $q/r = dr/dq$. Es ist ferner $\cos\xi = dx/dq$, $\cos\eta = dy/dq$, $\cos\zeta = dz/dq$.

Setzt man dies in die Gleichungen 1) des §. 39 ein, und vertauscht wie dort r mit l, so ist

$$A = \lambda\left(l^{-3}\frac{dx}{dq} - 3xl^{-4}\frac{dl}{dq}\right) = \lambda\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}$$

$$B = \lambda\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}; \quad C = \lambda\frac{d\left(\frac{z}{l^3}\right)}{dq}.$$

Die Componenten der Resultante selbst sind alsdann:

$$X = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{zdy_1 - ydz_1}{l^3}\right)}{dq}; \quad Y = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{xdz_1 - zdx_1}{l^3}\right)}{dq};$$

$$Z = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{ydx_1 - xdy_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

Liegt das Element ds_1 nicht im Anfangspunkt der Coordinaten, sondern sind die Coordinaten desselben $x_1 y_1 z_1$, so hat man in diesen Formeln für x, y, z resp. $x - x_1$, $y - y_1$, $z - z_1$ zu setzen.

Die Componenten der Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds_1, welches mit den Axen Winkel macht, deren Cosinus dx_1/ds_1, dy_1/ds_1, dz_1/ds_1 sind, ergeben sich dann:

$$X = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(z - z_1)\,dy_1 - (y - y_1)\,dz_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(x - x_1)\,dz_1 - (z - z_1)\,dx_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{(y - y_1)\,dx_1 - (x - x_1)\,dy_1}{l^3}\right)}{dq}$$

Gehört das Element ds_1 gleichfalls einem unendlich kleinen geschlossenen Strom an, so sind diese Ausdrücke nach ds_1 zu integriren. — 42
Integrirt man unter dem Differentialzeichen, so ist in dem Ausdruck für die X-Componente $\int \frac{(z - z_1)\,dy_1 - (y - y_1)\,dz_1}{l^3}$ gleich der Determinante A_1 des zweiten Stromes in Bezug auf ein Element des ersten. Dieser Ausdruck lässt sich also auch durch den anderen

$$A_1 = \lambda_1 \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq_1}$$

darstellen, wo λ_1 der Flächeninhalt des zweiten Stromes, q_1 das von dem Coordinatenanfangspunkt auf seine Ebene gefällte Loth ist. So ergiebt sich die X-Componente der Wirkung beider geschlossener Ströme auf einander:

$$(X) = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x - x_1}{l^3}\right)}{dq\,dq_1}$$

und analog

$$(Y) = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{y_1 - y}{l^3}\right)}{dq\,dq_1}; \quad (Z) = -\,{}^1/_2\, i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{z_1 - z}{l^3}\right)}{dq\,dq_1}.$$

Da diese Formeln nach den Constanten beider Ströme vollkommen symmetrisch sind, so ist die Wirkung des Stromes λ auf den Strom λ_1 dieselbe, wie umgekehrt die Wirkung von λ_1 auf λ.

Die rotatorischen Kräfte, welche der Strom λ auf λ_1 ausübt, ergeben sich aus den Formeln

$$L = \int (Yz_1 - Zy_1);\; M = \int (Zx_1 - Xz_1);\; N = \int (Xy_1 - Yx_1).$$

Die von λ_1 auf λ ausgeübten Rotationskräfte folgen bei Vertauschung der Constanten beider Ströme.

43 Wir fügen hier noch folgende Betrachtungen an, die wir später bei den Untersuchungen über den Magnetismus nöthig haben werden. — Liegen um eine beliebige Linie in gleichen Abständen von einander und senkrecht gegen die Linie gleich grosse, unendlich kleine geschlossene Ströme von gleicher Intensität, so bezeichnet man nach Ampère ein solches System mit dem Namen Solenoid (von σωλήν, die Rinne).

Fig. 39.

Die Wirkung eines Solenoids auf ein Stromelement bestimmt sich folgendermaassen.

Das Element ds_1, Fig. 39, liege im Anfangspunkte der Coordinaten; die Coordinaten eines der kleinen Ströme des Solenoids seien $x\,y\,z$, sein Flächenraum sei λ, sein Abstand vom Coordinatenanfangspunkt $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$; dann ist nach §. 41 die Determinante A desselben in Bezug auf das Stromelement

$$A = \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das auf die Ebene des kleinen Stromes vom Anfangspunkte der Coordinaten aus gefällte Loth ist.

Kreisen um die Einheit der Länge des Solenoids α kleine Ströme, so befinden sich auf dem Element $d\sigma$ der Länge desselben $\alpha d\sigma$ solcher Ströme. Für diese zusammen ist also die Determinante

$$A_{d\sigma} = \lambda \alpha d\sigma \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Da die Ebenen der kleinen Ströme auf der Längsrichtung des Solenoids senkrecht stehen, so ist $dq = d\sigma$, also

$$A_{d\sigma} = \lambda \alpha d\sigma \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{d\sigma}.$$

Sind die Coordinaten der Endpunkte des Solenoids $x_0\, y_0\, z_0$ und $x_1\, y_1\, z_1$ — die entsprechenden Werthe von l resp. l_0 und l_1, so ist die Determinante für das ganze Solenoid

$$A_\sigma = \lambda \alpha \int_{x_0}^{x_1} \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{d\sigma} d\sigma = \lambda \alpha \left(\frac{x_1}{l_1^3} - \frac{x_0}{l_0^3}\right).$$

Ist das Solenoid nach einer Seite unendlich ausgedehnt, so ist für diese Seite z. B. $x_0 = \infty$, $l_0 = \infty$, also $x_0 / l_0^3 = 0$, und daher die Determinante für das einseitig unbegrenzte Solenoid

$$A_0 = \lambda\alpha\frac{x_1}{l_1^3}.$$

Ebenso ist

$$B_0 = \lambda\alpha\frac{y_1}{l_1^3};\quad C_0 = \lambda\alpha\frac{z_1}{l_1^3}.$$

Die Directrix D_0 ist demnach

$$D_0 = \sqrt{A_0^2 + B_0^2 + C_0^2} = \frac{\lambda\alpha}{l_1^2}.$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Directrix mit den Axen macht, sind

$$\frac{A_0}{D_0} = \frac{x_1}{l_1},\quad \frac{B_0}{D_0} = \frac{y_1}{l_1},\quad \frac{C_0}{D_0} = \frac{z_1}{l_1}.$$

Die Richtung der Directrix fällt also mit der Verbindungslinie des [i]m Anfangspunkt der Coordinaten gelegenen Elementes mit dem End[p]unkt des Solenoids zusammen. Die Resultante R der Wirkung des [So]lenoids auf das Element ds_1 steht mithin auf der durch das Element [u]nd seine Verbindungslinie l_1 mit dem Endpunkt des Solenoids gelegten [E]bene senkrecht.

Bezeichnet $(l_1\,ds_1)$ den Winkel zwischen l_1 und ds_1, so ist die Re[su]ltante nach §. 31, Gleichung 9)

$$R = -\,{}^1\!/_2\, i i_1\, ds_1\, \lambda\alpha\, \frac{\sin(l_1\,ds_1)}{l_1^2}.$$

Nach dem Princip der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung [w]ird, wenn das Element ds_1 fest ist, das Ende $x_1 y_1 z_1$ des Solenoids von [e]iner gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Kraft sollicitirt.

Ist das Solenoid nicht unendlich lang, sondern auch am anderen Ende im Punkt $x_0 y_0 z_0$ begrenzt, so kann man es betrachten als be[s]tehend aus zwei nach einer Seite unendlichen und gleichgerichteten Solenoiden, von denen das eine von der Unendlichkeit bis zum Punkt $x_1 y_1 z_1$ reicht, das andere ebenso bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$. Um letzte[re]s müssen kleine Ströme fliessen, welche gleichen Flächeninhalt und gleiche Intensität besitzen wie die des ersteren, aber ihnen entgegen[ge]richtet sind. Dann heben sich die Wirkungen beider Solenoide von [ih]rem in der Unendlichkeit liegenden Ende bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$ auf. Aus der letzten Formel ist ersichtlich, dass die Wirkung eines solchen Solenoids nicht abhängig ist von der Gestalt der Curve, um welche [se]ine geschlossenen Ströme herum liegen, sondern nur von der Lage [se]iner Endpunkte.

Bildet ein Solenoid eine in sich zurücklaufende Curve, so wirkt es [n]icht auf ein Stromelement; denn fixiren wir zwei beliebige Punkte des[se]lben, so heben sich die Wirkungen der zwischen ihnen befindlichen [be]iden Hälften gerade auf[1]).

[1]) Aus der Unwirksamkeit eines in sich geschlossenen Solenoids hat Sa[v]ary, Ann. de Chim. et de Phys. 22, p. 91., 1823*, die Constanten der Am-

44 Wir wollen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Stromes vom Flächeninhalt λ^1 und der Intensität i^1, dessen Coordinaten $x^1\,y^1\,z^1$ sind, auf ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid berechnen, dessen begrenztes Ende die Coordinaten $x_1\,y_1\,z_1$ besitzt, dessen Elementarströme wie in dem oben angegebenen Beispiel beschaffen sind.

Liegen auf der Längeneinheit $d\sigma$ des Solenoids α Elementarströme von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ, ist q das vom Coordinatenanfangspunkt auf den Strom λ_1 gefällte Loth, so ist nach den Formeln des §. 42 die X-Componente der Wirkung der Ströme auf dem Element $d\sigma$ des Solenoids auf den geschlossenen Strom λ^1:

$$X = -\,{}^1\!/_2\, i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha d\sigma \frac{d^2\left(\frac{x - x^1}{l^3}\right)}{dq\, d\sigma},$$

wo x die X-Coordinate von $d\sigma$, l der Abstand zwischen $d\sigma$ und λ^1 ist. Integrirt man den Ausdruck nach $d\sigma$ und setzt für x und l die den Enden des Solenoids entsprechenden Werthe x_1 und l_1, so erhält man die ganze X-Componente der Wirkung:

$$(X) = -\,{}^1\!/_2\, i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha \frac{d\left(\frac{x_1 - x^1}{l_1^3}\right)}{dq}.$$

Bei Vertauschung von x mit y und z ergeben sich die entsprechenden Componenten (Y) und (Z).

Ausserdem wirkt auf den Strom ein Kräftepaar in der Ebene, welche durch Linie l^1 und ihre Projection auf die Ebene des Stromes λ^1 bestimmt ist. Sein Moment ist

$${}^1\!/_2\, i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha \frac{\sin\,(dq,\, l^1)}{l_1^2},$$

wo $(dq,\, l^1)$ der Winkel zwischen dem auf der Ebene des Stromes errichteten Loth dq und l^1 ist [1]). — Die Wirkung des Stromes auf das Ende des Solenoides ist durch die negativen Werthe der Componenten (X), (Y), (Z) gegeben. Das Kräftepaar verschwindet dabei.

45 Sind zwei Solenoide gegeben, welche nach einer Seite unendlich lang sind, deren in der Endlichkeit liegende Enden die Coordinaten $x_1\,y_1\,z_1$ und $x^1\,y^1\,z^1$ haben, deren Molecularströme die Flächenräume λ_1 und λ^1 und die Intensitäten i_1 und i^1 besitzen, und auf deren Längeneinheit resp. α_1 und α^1 solcher Ströme sich befinden, so ist die X-Com-

---

père'schen Formel abgeleitet. Vergl. auch ebenso Blanchet, Annales de l'École normale supérieure 2, p. 1, 1865*.

[1]) Diese, wie ähnliche Aufgaben, lösen sich am leichtesten, wenn man die kleinen Ströme durch Magnete ersetzt denkt, welche auf ihrer Ebene senkrecht stehen (vgl. das Cap.: Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide).

ponente der Wirkung zweier Elemente $d\sigma_1$ und $d\sigma^1$ der Solenoide auf einander, deren Coordinaten $x\,y\,z$, $\xi\,\eta\,\zeta$, deren Abstand r ist, sind:

$$X = -\ {}^1\!/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1\, d\sigma_1\, d\sigma^1\, \frac{d^2\left(\dfrac{x-\xi}{r^3}\right)}{d\sigma_1\, d\sigma^1}.$$

Bei der doppelten Integration über die Länge der Solenoide erhält man die X-Componente ihrer Wirkung:

$$(X) = -\ {}^1\!/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1\, \frac{x_1 - x^1}{l^3},$$

wo l der Abstand der Enden der Solenoide von einander ist.

Entwickelt man in gleicher Weise die Y- und Z-Componente, so erhält man die Gesammtwirkung der Solenoide auf einander:

$$(R) = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} = -\ {}^1\!/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1\, \frac{1}{l^2}.$$

Diese Resultante wirkt in der Richtung der Verbindungslinie der Enden $x_1 y_1 z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ der Solenoide, und ist dem Quadrat des Abstandes derselben umgekehrt proportional.

Sind die Elementarströme beider Solenoide gleichgerichtet, wenn man sie z. B. von der Seite aus betrachtet, wobei man etwa das begrenzte Ende derselben zur Linken hat, so haben i und i_1 dasselbe Vorzeichen, R ist also negativ, d. h. die begrenzten Enden der Solenoide ziehen sich an. Im entgegengesetzten Falle stossen sie sich ab.

Sind die Solenoide auch auf der anderen Seite durch die Punkte $x_0 y_0 z_0$ und $x^0 y^0 z^0$ begrenzt, so ergiebt sich die X-Componente ihrer Wirkung auf einander bei der Integration:

$$X = -\ {}^1\!/_2\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1 \left[\frac{x_1 - x^1}{(l_1^1)^3} + \frac{x_1 - x^0}{(l_0^0)^3} - \frac{x_1 - x^0}{(l_1^0)^3} - \frac{x^1 - x_0}{(l_0^1)^3}\right],$$

in welchem Ausdrucke die Werthe l_1^1, l_0^0, l_1^0, l_0^1 die Abstände der beiden Endpunkte des einen Solenoids von denen des anderen bezeichnen.

Entsprechend erhält man bei Vertauschung von x mit y und z die Y- und Z-Componente der Wirkung beider Solenoide auf einander [1]).

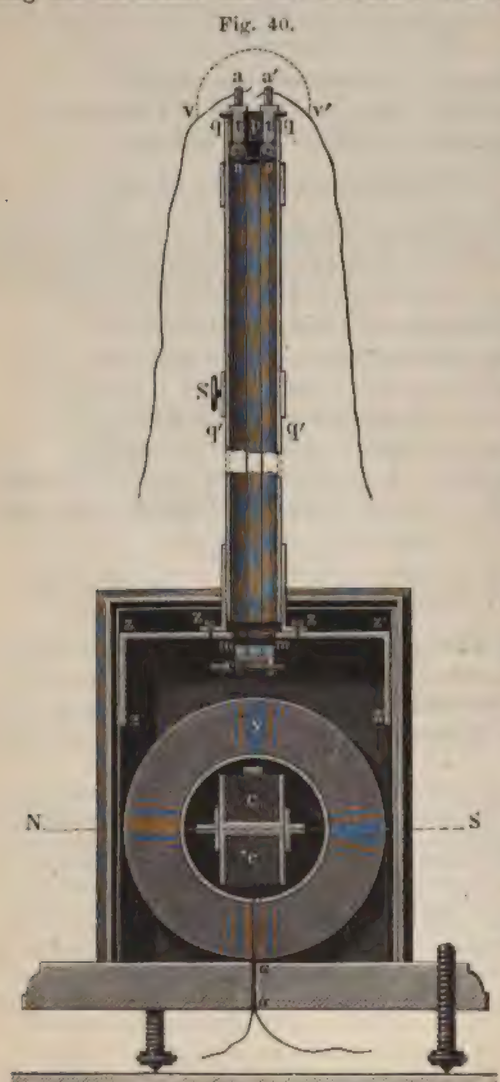
---

[1]) Vgl. auch Frost, Quarterly Journ. of Math., 11, p. 47, 134, 1870*. Eine Reihe anderer Sätze über die Wechselwirkungen von Solenoiden und Winkelströmen ist von Delsaulx aufgestellt worden (Ann. de la Soc. Scient. de Bruxelles, 134, 1881*). Es ergiebt sich namentlich, dass die Wirkung eines unendlichen Winkelstromes auf ein Element die gleiche ist nach der directen Formel von Ampère und der daraus abgeleiteten von Grassmann, dass aber ein Unterschied bei der Wirkung eines endlichen Winkelstromes auf ein Solenoid eintritt. Da diese Rechnungsresultate zu keiner experimentellen Entscheidung zwischen beiden Formeln führen, so müssen wir in Betreff derselben auf die Originalabhandlung verweisen.

III. Elektrodynamische Messapparate.

46 Auf den Gesetzen der Wechselwirkung der Stromelem
Stromesleiter beruht die Construction einer Anzahl Apparate
sung der Intensität und der Zeitdauer von Strömen, welche
zur Prüfung
père'schen
und seiner C
zen verwende
sind.

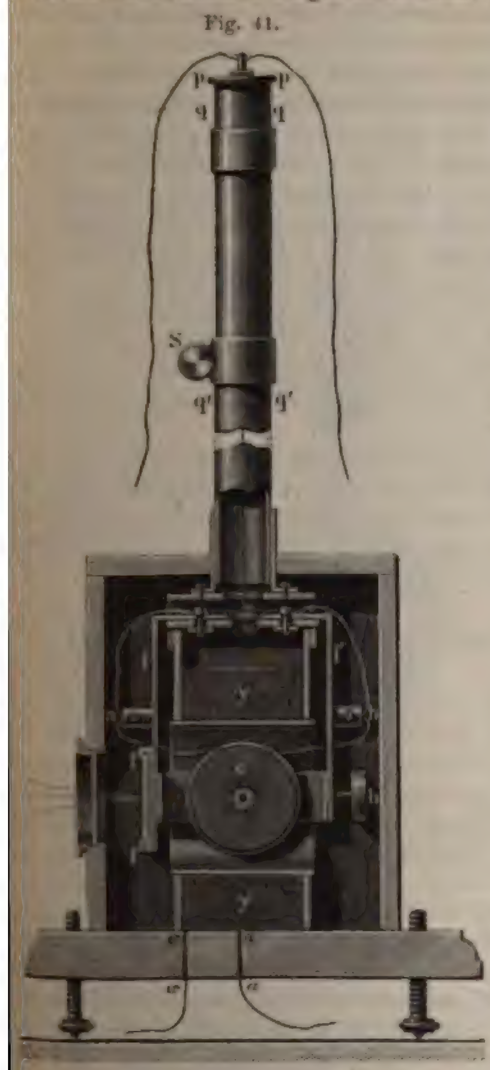
Fig. 40.



47 Das E
dynamomete
W. Weber is
dermaassen co
Auf eine
zwei quadrati
singplatten
Messingröhre
u. 41, von 76 r
und 76 mm Du
sind 3500 W
eines 0,7 mn
Kupferdrahtes
wunden. Die E
selben gehen
in der Mitte ei
drei Stellschrau
zontal gestellt
eingebohrtes
auf dem die
platten der so
nen Spirale
sind. In das I
ser „Multiplic
wird eine zw
die „Bifilarroll
gehängt. Di
steht aus 5000
gen eines 0,4 n
mit Seide be
Kupferdrahtes

einen 3 mm dicken Messingdraht zwischen zwei, in einem Abstande 30 mm auf denselben aufgelötheten kreisrunden Messingscheiben 66,8 mm Durchmesser aufgewunden sind. Die Bifilarrolle wird so in die Multiplicatorrolle eingehängt, dass ihre Axe auf der Axe der letzteren senkrecht steht. Auf die Messingscheiben der Bifilarrolle *C* sind auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten beiderseits metallene Fortsätze geschraubt. Auf dem einen derselben ist ein Planspiegel *f* befestigt, auf dem anderen ein Gegengewicht *h*, welche sich beide in der richtigen Lage der Bifilarrolle an den Enden der Axe der Multiplicatorrolle befinden. An den Fortsätzen ist zugleich ein metallener Bügel *ll'* befestigt, welcher über die Multiplicatorrolle hinübergreift und zur Aufhängung der Bifilarrolle dient. Derselbe ist oberhalb in der Mitte bei *e* durchbohrt. Die von der Rolle kommenden Drahtenden sind durch zwei an den beiden Armen des Bügels befindliche Schrauben *a* und *b* festgehalten und gehen sodann zu zwei durch Elfenbein isolirten, auf den Bügel aufgesetzten Klemmen. In letztere werden die Enden zweier, zum Aufhängen der Bifilarrolle bestimmter Kupferdrähte von je 1 m Länge und $^1/_6$ mm Dicke eingeschraubt. Die Drähte gehen unter zweien, unterhalb des Bügels befestigten Elfenbeinplatten fort zu zwei in denselben unterhalb der Oeffnung *e* angebrachten Kerben und von da vertical nach oben. Durch eine

Fig. 41.



Schraube kann man die Elfenbeinplatten mit den Kerben beliebig einander nähern und von einander entfernen. Dieselben werden so gestellt, dass der Schwerpunkt der Rolle sich genau vertical unter dem in der Mitte zwischen ihren Kerben liegenden Punkte befindet. — Auf den quadratischen Messingplatten der Multiplicatorrolle ist eine horizontale Messingplatte befestigt, welche ein 150 mm langes, auf einem zweiten Rohre verschiebbares, und auf diesem durch eine Schraube S festgehaltenes Messingrohr $q\,q_1$ trägt. Das Rohr ist oben durch einen Deckel p von Elfenbein geschlossen, welcher zwei Klemmschrauben a und a_1 trägt. Mit diesen sind zwei Messingröllchen $n\,n$ von 10 mm Durchmesser verbunden, über welche die Enden der, die Bifilarrolle tragenden Kupferdrähte hinübergelegt werden. Dieselben werden unterhalb der Rollen $n\,n$ durch einen Seidenfaden mit einander verbunden. Hierdurch kann sich die Spannung beider Drähte, selbst wenn sie nicht gleich lang sind, hinlänglich ausgleichen. Durch die am Bügel $l\,l'$ befindliche, die Elfenbeinplatten stellende Schraube werden die unteren Enden der Drähte so weit von einander entfernt, dass sie auf ihrer ganzen Länge den gleichen Abstand von einander (3 bis 4 mm) behalten.

Zweckmässiger kann man die die Bifilarrolle tragende Vorrichtung, statt auf dem oberen Ende der Messingröhre $q\,q_1$, an einem besonderen, an der Wand des Zimmers über der Multiplicatorrolle befestigten Arm anbringen. Dieselbe muss sich dann an diesem Arme drehen, auf und nieder stellen und seitlich verschieben lassen.

48 Eine andere einfachere Einrichtung des Dynamometers ist die folgende:

Die Multiplicatorrolle A, Fig. 42, ist um einen Draht als Axe zwischen zwei Messingplatten gewunden und auf einen Rahmen von Holz aufgelegt. Die Bifilarrolle ist auf einen Messingring a gewickelt, in welchen die Multiplicatorrolle hineingestellt werden kann. Zu diesem Zweck kann man die eine Seite des Holzrahmens mittelst eines Charniers umlegen und nach dem Einsetzen der Rolle wieder in ihrer früheren Lage feststellen. Die Bifilarrolle ist an einer messingenen Klammer b befestigt, welche an eine horizontale, am Rande getheilte Kreisscheibe c angeschraubt wird. Letztere dreht sich auf einer zweiten, mit einem Index versehenen Kreisscheibe. Die obere Scheibe trägt oben einen Stab, an welchem der Spiegel d und gegenüber ein Gegengewicht und oberhalb die Rolle r befestigt ist. Um diese Rolle ist ein Seidenfaden gelegt, an dessen Enden die unteren Enden der Aufhängungsdrähte $g\,g$ geknüpft sind, welche, wie bei dem §. 47 beschriebenen Apparate, oberhalb an einem in die Wand des Zimmers eingelassenen Arm befestigt sind. Die Enden des Drahtes der Bifilarrolle sind bei $e\,e$ mit den Aufhängungsdrähten verbunden.

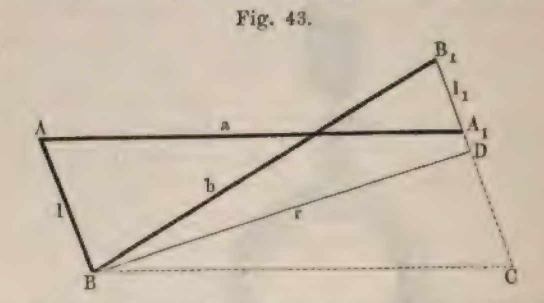
Bei dieser Einrichtung kann man der Axe der Bifilarrolle jede beliebige Richtung geben und die Multiplicatorrolle durch Einstellung der

wendung wollen wir aber doch das Wesentlichste darüber kurz erwähnen[1]).

Es seien a und b der obere und untere Abstand der Fadenenden, P das an den unteren Enden der Fäden wirkende Gewicht; dieselben seien aus ihrer Ruhelage, bei der beide Fäden in einer Ebene liegen, um den Winkel α abgelenkt, wobei sich die in verticaler Richtung wirkende Kraft P in die beiden, an den unteren Fadenenden wirkenden verticalen Componenten $p = \frac{1}{2} P (1 + \delta)$ und $p_1 = \frac{1}{2} P (1 - \delta)$ theilen möge. Die mittlere Verticalhöhe zwischen a und b sei H, also wenn beide Fäden etwas ungleich lang sind die Verticalhöhen zwischen den Aufhängepunkten jedes Fadens $h = H(1 + \varepsilon)$ und $h_1 = H(1 - \varepsilon)$.

In der Fig. 43 seien AA_1 und BB_1 die Horizontalprojectionen der Verbindungslinien der oberen und unteren Fadenenden nach der Ablenkung. Dann müssen die Horizontalprojectionen der Fäden AB und

Fig. 43.



A_1B_1, deren Längen gleich l und l_1 seien, einander parallel, die Horizontalcomponenten der an den unteren Enden der Fäden angreifenden Kräfte gleich sein, da sie sich zu einem Kräftepaare vereinen müssen. Letztere Kräfte sind aber $f = pl/h = p_1 l_1/h_1 \ldots$ Um den Arm r des Kräftepaares zu finden, verlängern wir A_1B_1 über A_1 hinaus um die Länge $A_1C = AB$ und fällen das Loth $BD = r$ auf B_1C. Dann ist:

$$\triangle BB_1C = \frac{1}{2} BC \,.\, BB_1 \sin B_1BC = \frac{1}{2} B_1C \,.\, BD.$$

Daraus folgt

$$a \,.\, b \sin \alpha = (l + l_1) r.$$

Somit ist das dem rücktreibenden Moment der Schwere entsprechende Kräftepaar

$$\Delta = r \,.\, f = \frac{ab}{l + l_1} \cdot \frac{pl}{h} \sin \alpha = \frac{ab}{\frac{h}{p} + \frac{h_1}{p_1}} \sin \alpha.$$

[1]) Die Bifilarsuspension ist zuerst von Snow Harris (Phil. Trans. 1836, p. 417*) angewendet worden. Weitere Angaben s. Gauss und Weber, Resultate des magnetischen Vereins 1840, p. 1* und eine Abhandlung von Dr. Chr. Stähelin. Die Lehre der Messung von Kräften mittelst der Bifilarsuspension, Basel 1852*. Schweizerische Denkschriften 13, 1853*. Die Entwickelung im Text nach Maxwell, Treatise 2. Aufl. 2, p. 108, 1881* und F. Kohlrausch, Wied. Ann. 17, p. 744, 1882*.

achtung seiner Schwingungsdauer finden lassen, wo sich $D = 2k_1 l^2/$ ergiebt.

Somit ist die ganze Directionskraft, wenn l' die Drahtlänge na Abzug der für die Biegungselasticität erforderlichen Correction ist,

$$D = P \cdot \frac{ab}{4l'} + \frac{2\pi\varrho^4 \varepsilon g}{5l'}.$$

52 Lässt man einen bifilar aufgehängten Körper um kleine Wink schwingen, so dass man $\sin\alpha = \alpha$ setzen kann, ist das Trägheitsmome des Körpers k', seine Schwingungsdauer T, so erhält man ohne Berüc sichtigung der Bewegungshindernisse die Schwingungsgleichung

$$\frac{d^2\varrho}{dt^2} = \frac{D}{k'}\alpha.$$

Hieraus folgt

$$T = \pi\sqrt{\frac{k'}{D}} \text{ und } D = \frac{\pi^2 k'}{T^2}$$

wodurch D empirisch bestimmt werden kann. Ist bei grösseren Schwi gungsweiten G die Schwingungsdauer T_1 beobachtet, so findet man die a unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer $T_0 = T_1 (1 - {}^1/_{64}\, G$ ganz analog, wie bei den Schwingungen des Pendels; doch verursac die Bestimmung des Trägheitsmoments manche Schwierigkeit.

53 Neben dem Drehungsmoment der Torsion der Aufhängedrähte, welc sich bei der Bifilarsuspension zu dem Drehungsmoment der Schwe addirt, können durch die Drehung der Drähte in Folge ihrer unvollkon menen Elasticität noch sehr wesentliche Fehler in die Beobachtungen ei geführt werden, wenn man nicht sehr harte Drähte, z. B. von Neusilb oder Stahl anwendet.

Benutzt man zur Aufhängung, wie es oft geschieht, lange, ga weiche Drähte, z. B. ausgeglühte, 1 m lange Kupfer- oder Silberdräh von etwa 0,1 mm Dicke, so behalten sie nach der Drehung des bifilar au gehängten Körpers eine bedeutende permanente Torsion bei, welche dur die rücktreibende Kraft der Schwere nicht völlig aufgehoben wird, d abgelenkte Körper behält dabei eine permanente Ablenkung. — N wenn der aufgehängte Körper relativ sehr schwer, das rücktreiben Moment der Schwere sehr gross ist, tritt diese Fehlerquelle zurück[1].

54 Um diesen Fehlern zu entgehen, hat nach einem Vorschlage des Ve fassers[2]) Edelmann das Dynamometer mit unifilarer Aufhängu construirt.

---

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **126**, p. 6, 1865* (vergl. Thl. I, §. Anm.). — [2]) G. Wiedemann, Galv. 2. Aufl. 2 [2], p. 296, 1874*.

In einem Dreifuss von Messing, Fig. 44, dreht sich ein von oben nach unten durchbohrter Conus, welcher oben einen Messingring r, das Spiegelgehäuse s und die den Torsionskopf tragende Röhre c, unten die Röhre b trägt, an welche unterhalb eine in der Mitte durchbohrte Scheibe t gelöthet ist. In dem Ringe r hängt das sehr leichte Solenoid, bestehend aus Aluminiumdraht, der auf eine Fassung von Hartgummi gewickelt ist, an einem dünnen Messingdraht d_1 (besser wäre wegen der elastischen Nachwirkung harter Neusilberdraht). An dem oberen Theile des Solenoids ist ein zweiter dünner Messingdraht d_2 befestigt, der durch den unteren Theil desselben hindurchgeht und unten an einem Messingstabe v befestigt ist, welcher unter der Scheibe t eine durch eine Messingschraube verstellbare Messingplatte u trägt. Schwingt dieselbe frei, so kann sich der Draht detordiren. Nachher wird die Platte u durch zweimal drei von oben und unten wirkende Schrauben an Platte t befestigt. Ueber das Ganze kommt ein Glasgehäuse. In den Ring r kann noch eine feste Multiplicatorrolle eingelegt werden. Der Strom wird durch das Solenoid mittelst der Drähte d_1 und d_2 hindurchgeleitet.

Fig. 44.



Will man das Dynamometer zur Messung ihre Richtung schnell wechselnder Ströme verwenden, so kann man den nach unten führenden Draht mit einem etwa 35 mm im Quadrat haltenden Platinbleche verbinden, welches in etwa 20 Procent -ige Schwefelsäure taucht, in die die eine Elektrode der Stromleitung -senkt ist. Hierdurch werden zugleich die Schwingungen ge- -pft [1]).

[1]) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 15, p. 556, 1882*.

55 Ein anderer Uebelstand ist bei der vorher erwähnten Construction des Elektrodynamometers, dass wenn die bewegliche Rolle abgelenkt wird und sich dadurch ihre relative Lage gegen die feste Rolle ändert, auch die sie ablenkende Kraft verändert wird, somit bei weiteren Ablenkungen die letztere nicht mehr dem Quadrat der Stromintensität proportional gesetzt werden kann. Dieser Uebelstand kann vermieden werden, wenn man der festen Rolle Kugelgestalt giebt, und sie nach Parallelkreisen mit Windungen von gleichem Ebenenabstand versieht.

Wir werden später nachweisen, dass das Innere einer solchen vom Strome durchflossenen Rolle ein „homogenes" elektromagnetisches Feld darstellt, in welchem an allen Stellen ein Solenoid- (oder Magnet-) pol und mithin auch ein Stromkreis einer gleichen, in der Richtung der Normale der Windungen wirkenden Kraft ausgesetzt ist.

Darauf basirt J. Fröhlich[1]) sein Elektrodynamometer, dessen bewegliche Rolle im Innern der Kugelspirale hängt. Um letztere herzustellen, werden Rahmen von Pappe gebildet, deren Basis die Kugelfläche ist und deren Seiten abgestumpfte Kegel mit dem Kugelmittelpunkt als Spitze sind, deren Mantelflächen nach einander solche Neigungen besitzen, dass ihre Cosinus um gleich viel differiren. Die Zwischenräume werden je mit gleich viel Drahtwindungen erfüllt. Aus diesen (40) Spiralen werden zwei Halbkugeln geformt, welche über die bewegliche Rolle geschoben werden. Auf dem halben Radius von der Mitte aus differirt die Wirkung auf einen Solenoidpol nur um 0,00016 des Werthes in dem Mittelpunkt[2]).

Auch kann man zwei gleiche feste Rollen conaxial im Abstand ihres halben Radius neben einander aufstellen und die bewegliche Rolle ebenfalls aus zwei wiederum im Abstande ihres halben Radius neben einander befestigte Rollen bilden. Dann ist das Magnetfeld, in welchem die bewegliche Rolle schwingt, nahezu gleichförmig (s. w. u.). Fig. 45 stellt ein solches Instrument dar[3]).

56 Bei Elektrodynamometern mit sehr langen und dünnen Drähten auf den Spiralen kann die elektrostatische Ladung auf der Oberfläche derselben einen kleinen Einfluss ausüben, wie man erkennen kann, wenn man einen grossen Widerstand in den Schliessungskreis beider Rollen einmal zwischen die feste und bewegliche Rolle bringt und sodann beide Rollen unmittelbar hinter einander stellt[4]). Im ersten Falle ist der Unter-

---

[1]) J. Fröhlich in Budapest, Wied. Ann. 8, p. 563, 1878*. — [2]) Ein anderes Dynamometer, bei welchem eine kugelförmige bewegliche Rolle zwischen zwei an einander zu schiebenden Spiralen unifilar an einem nur 0,04 mm dicken Platindrahte hängt und unten einen eben solchen, spiralig gewundenen Draht zur Stromzuleitung trägt, die Schwingungen aber durch in Wasser tauchende Flügel gedämpft werden, siehe Siemens und Halske, Elektrotechn. Zeitschrift 2, p. 51, 1881*; Catalog A. Wissenschaftliche Instrumente, Fig. 19. — [3]) Siehe Maxwell, Treatise, 2. edit. 2, p. 339, 1881*. — [4]) Herwig, Pogg. Ann. 149, p. 44, 1873*.

schied der elektrostatischen Ladung der Rollen grösser, als im zweiten Falle, und die Ablenkungen durch den gleichen Strom werden etwas verschieden; indess ist die Wirkung sehr gering, namentlich bei paralleler Stellung der Rollen.

Die Messung der Stromintensität mittelst dieser Apparate, sei es 57
unter Anwendung der bifilar aufgehängten Rolle allein, sei es mit Be-

Fig. 45.



nutzung der festen und beweglichen Rolle, kann in verschiedener Weise stattfinden:

1) Man hängt die bewegliche Drahtrolle in transversaler Lage auf, d. h. so, dass ihre Axe auf der Ebene des magnetischen Meridians senkrecht steht. Leitet man vermittelst der Aufhängedrähte durch dieselbe

einen Strom von der Intensität I, so können wir die einzelnen Windungen der Spirale als in sich geschlossen ansehen und jede derselben durch einen kleinen Magnet von gleichem Moment ersetzen. Die Spirale entspricht dann einem Magnete vom Momente $F.I$, wo F der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum ist (s. w. u.). Sie werde durch die Einwirkung des Erdmagnetismus um einen Winkel α abgelenkt. Das auf sie durch die horizontale Componente H des Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment ist $FIH\cos\alpha$; das rücktreibende Drehungsmoment der Schwere aber $D\sin\alpha$, wo D das statische Directionsmoment der Bifilarrolle ist. Im Gleichgewichtszustande der Rolle hat man

$$I = \frac{D}{FH} tg\,\alpha.$$

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Bifilarrolle proportional[1]).

58 2) Eine zweite Art der Messung ist folgende:

Man hängt eine Spirale bifilar so auf, dass sie mit ihrer Axe von Nord nach Süd gerichtet ist, und leitet den zu untersuchenden Strom in der Richtung hindurch, dass sie ihre Lage bewahrt. Wir wollen diese Lage der Spirale die natürliche Lage nennen.

Es sei die horizontale Componente des Erdmagnetismus H, die Intensität des Stromes in elektromagnetischem Maasse gleich I, der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum F. Das statische Directionsmoment der Rolle ist mithin $D + FIH$. Wird die Spirale durch eine äussere Kraft um den Winkel α aus ihrer natürlichen Lage abgelenkt, so begiebt sie sich unter dem gemeinsamen Einflusse des Stromes und der Schwerkraft in ihre Gleichgewichtslage zurück durch die Wirkung der vereinten Drehungsmomente

$$(D + FIH)\sin\alpha.$$

Ist der Winkel α klein, so ergiebt sich für unendlich kleine Bogen die Schwingungsdauer der Spirale, deren Trägheitsmoment k ist,

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{k}{D + FIH}}.$$

Aus der Beobachtung des Werthes der Schwingungsdauer T_0 und T_1 vor und während des Hindurchleitens des Stromes kann man den Werth FIH und daraus I bestimmen.

Wird der Strom durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung geleitet, ist sie also in verkehrter Lage aufgehängt, so ist bei einer Ablenkung derselben um α^0 das Drehungsmoment durch den Strom

$$-FIH\sin(180 - \alpha), = -FIH\sin\alpha,$$

[1]) Weber, Resultate des magnetischen Vereins. 1840, p. 91*.

welches sie um 180° aus ihrer Lage zu drehen strebt. Das statische Directionsmoment ist nun

$$D - FIH$$

und die Schwingungsdauer

$$T_2 = \pi \sqrt{\frac{k}{D - FIH}}.$$

Die Directionsmomente in der natürlichen und verkehrten Lage sind also

$$d_1 = D + FIH = \frac{\pi^2 k}{T_1^2} \text{ und } d_2 = D - FIH = \frac{\pi^2 k}{T_2^2}.$$

Es verhält sich also

$$D : FIH = T_2^2 + T_1^2 : T_2^2 - T_1^2.$$

3) Bringt man über der bifilar aufgehängten Spirale, deren Axe 59 mit dem magnetischen Meridian zusammenfällt, eine zweite Spirale an, deren Axe senkrecht auf der Ebene des Meridians steht, wie z. B. bei dem §. 47 beschriebenen Elektrodynamometer, und leitet durch beide Spiralen einen Strom hinter einander, so wird die Bifilarrolle um einen Winkel α abgelenkt, so dass das von dem Strome in der festen Rolle ausgeübte Drehungsmoment dem durch die Schwerkraft und den Erdmagnetismus auf die Bifilarrolle ausgeübten Drehungsmoment gleich ist.

Ist die Intensität des Stromes gleich I, so wird der Winkel α bestimmt durch die Gleichung

$$const. I^2 \cos\alpha = d . \sin\alpha.$$

Kehrt man die Richtung des Stromes in beiden Rollen um, so bleibt die Richtung der Ablenkung der Bifilarrolle ungeändert. — Es eignet sich daher das Elektrodynamometer vorzüglich zur Bestimmung der mittleren Intensität einer Reihe alternirender Ströme. Indess ist bei genaueren Messungen zu berücksichtigen, dass bei wechselnder Stromesrichtung die Bifilarrolle sich abwechselnd in der natürlichen und verkehrten Lage befindet und so das Directionsmoment D verschieden ist. Bei schwachen Strömen ist dieser Unterschied zu vernachlässigen. Bei stärkeren muss man die Directionsmomente bestimmen, indem man zuerst nach einander Ströme von gleicher Intensität in entgegengesetzter Richtung durch das Dynamometer leitet und die Schwingungsdauer bestimmt. Man erhält dann das Verhältniss der Directionsmomente in beiden Fällen [1]).

Das Elektrodynamometer ist geeignet, gleichzeitig die Intensität 60 und die Dauer sehr schnell verlaufender Ströme zu bestimmen.

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen 1, p. 76, 1846*.

Leitet man einen, die kurze Zeit τ dauernden Strom hinter einander durch eine Tangentenbussole oder ein Galvanometer, dessen Magnet das magnetische Moment M, das Trägheitsmoment K besitzt, und durch die bifilare und feste Rolle des Dynamometers, dessen Bifilarrolle das Trägheitsmoment k besitzt, so ist die Winkelgeschwindigkeit C, welche dem Magnet im Galvanometer, und die Winkelgeschwindigkeit c, welche der Bifilarrolle ertheilt wird:

$$C = \frac{AM}{K} I\tau, \qquad c = \frac{a}{k} I^2 \tau,$$

wo A und a Constante, I die Intensität des Stromes ist. Wir setzen hierbei voraus, dass der Magnet und die Bifilarrolle während der Dauer des Stromes ihren Stand nicht ändern. Der kurzdauernde Strom werde durch die Apparate geleitet, während dieselben in ihrer Ruhelage sind. Sind dann die durch den Strom hervorgebrachten Elongationen des Magnetes und der Bifilarrolle X und x, die Schwingungsdauern derselben T und t, so ist nach später zu entwickelnden Formeln:

$$C = \frac{\pi}{T} X = \frac{AM}{K} I\tau, \qquad c = \frac{\pi}{t} x = \frac{a}{k} I^2 \tau,$$

also

$$I\tau = \frac{K\pi X}{TAM}, \qquad I^2\tau = \frac{k\pi x}{at}.$$

Leiten wir durch beide Apparate einen dauernden Strom, dessen Intensität wir als Einheit annehmen, und der den Magnet um $\varDelta$, die Bifilarrolle um δ dauernd ablenkt, so erhalten wir

$$AM = \frac{\pi^2 K}{T^2} \varDelta, \qquad a = \frac{\pi^2 k}{t^2} \delta,$$

also

$$I\tau = \frac{XT}{\pi \varDelta}, \qquad I^2 \tau = \frac{xt}{\pi \delta},$$

d. i.

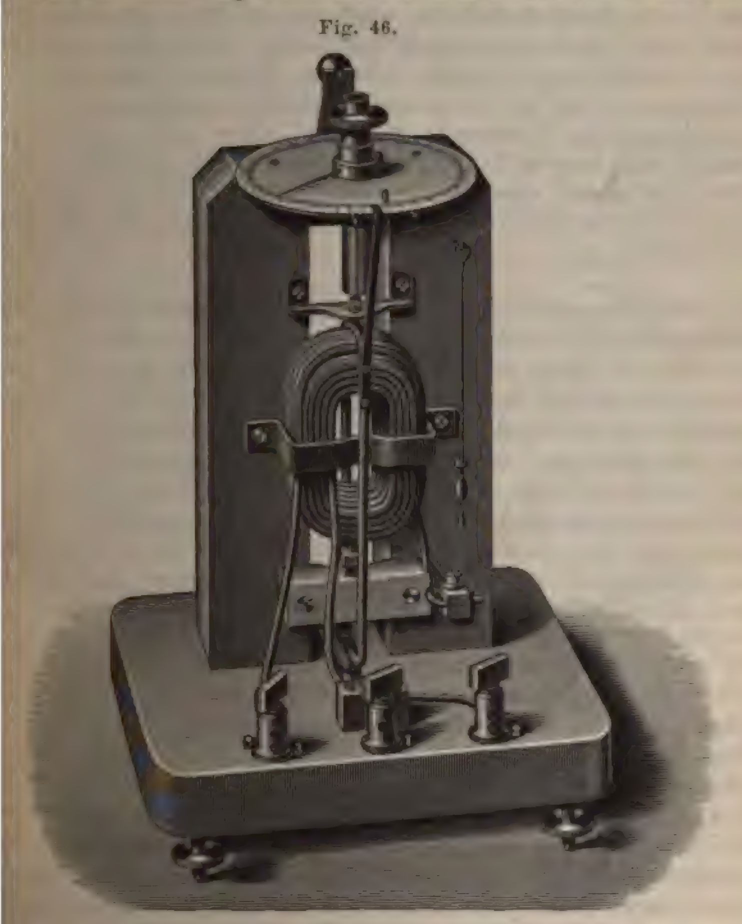
$$I = \frac{xt\varDelta}{XT\delta}, \qquad \tau = \frac{X^2 T^2 \delta}{\pi x t \varDelta^2}.$$

Man hat also die Schwingungsdauern T und t, die durch den momentanen Strom bewirkten Elongationen X und x, und die durch einen dauernden Strom von der Intensität Eins bewirkten permanenten Ablenkungen $\varDelta$ und δ des Magnets und der Bifilarrolle zu bestimmen, um zugleich die Zeitdauer und Intensität des momentanen Stromes nach diesen Formeln zu finden.

61 Neben den erwähnten, für speciell wissenschaftliche Versuche bestimmten Elektrodynamometern ist noch eine Reihe für die Praxis geeigneter derartiger Apparate construirt worden, von denen wir nur einige erwähnen.

Siemens und Halske construiren zur Messung starker Ströme, namentlich für technische Zwecke, zur Messung des Stromes dynalektrischer Maschinen u. s. f., das Dynamometer in der Fig. 46 geneten Art. Ein mit seiner Längsaxe vertical gestelltes Gewinde von neben einander aufgewundenen dicken Drähten ist an einem Holz-

Fig. 46.



telle befestigt. In einer zu seinen Windungsebenen senkrechten Ebene ngt an einer, an einem Messingknopfe befestigten Spiralfeder von silberdraht ein aus einem dicken Drahte geformtes Rechteck, dessen algamirte Enden in zwei in der Drehungsaxe unterhalb des Viers angebrachte Quecksilbernäpfe tauchen. Der durch die Klemmrauben 1, 2, 3 zugeleitete Strom durchfliesst das feste Gewinde und bewegliche Drahtviereck hinter einander. Durch geeignete Verbing der Klemmschrauben kann die Leitung durch die beiden Windungs-

lagen des festen Gewindes in verschiedener Weise hergestellt werden. Das bewegliche Drahtviereck trägt einen Zeiger, welcher auf einer Kreistheilung spielt, ebenso der Knopf, welcher die dasselbe tragende Spiralfeder hält. In der Ruhelage des Vierecks, wenn seine Windungsebene auf der das Gewinde senkrecht steht, weisen beide Zeiger auf Null. Wird das Viereck durch einen Strom abgelenkt, so führt man durch Drehen des Knopfes den an ersterem befestigten Zeiger auf den Nullpunkt zurück. Die Ablenkung des am Knopfe befestigten Zeigers ist dem Quadrat der Stromintensität nahezu proportional, da der Erdmagnetismus auf die einzelne bewegliche Windung kaum einen Einfluss ausübt. Zweckmässig berührt man vor den Versuchen die Oberfläche des Quecksilbers in den Näpfen leicht mit einem in concentrirte Salpetersäure getauchten Holzstäbchen, um die Oxydschicht zu beseitigen, welche die richtige Einstellung verhindert [1]).

62 Die Fehlerquellen des Elektrodynamometers treten bei der elektrodynamischen Wage von Cazin [2]) nicht auf. Ein aus zwei von einander isolirten, der Länge nach neben einander liegenden, fest mit einander verbundenen Hälften bestehender Wagebalken ruht mit den in der Mitte durchbrochenen Schneiden auf zwei von einander isolirten Lagern, welche mit den Polen der aus mehreren (bis 10) Bunsen'schen Elementen bestehenden Säule verbunden sind. An dem einen Ende hängt in horizontaler Lage ein quadratischer Leiter von 262 mm mittlerer Seitenlänge, der aus 8 in einer Ebene liegenden, durch Harzschichten isolirten Windungen von nicht besponnenem Kupferdraht besteht, durch zwei dünne Platindrähte mit den beiden Hälften des Wagebalkens verbunden und durch Gegengewichte auf der anderen Seite desselben äquilibrirt ist. In der Mitte trägt er eine kleine Wagschale. Der horizontale Leiter schwebt in verschiedenen Abständen über einem ebenso grossen, aber aus 48 Windungen gebildeten quadratischen Leiter, durch den der gleiche Strom, wie durch den aufgehängten Leiter, aber in entgegengesetzter Richtung, fliesst. Der Leiter kann gehoben und gesenkt werden, und sein Abstand von dem aufgehängten Leiter an der Theilung des Fusses des ihn tragenden Tisches abgelesen werden. Die Abstossung der Leiter wird durch Gewichte äquilibrirt. Die Drähte des aufgehängten quadratischen Leiters dürfen nicht übersponnen sein, da sie sonst durch die Erwärmung beim Durchleiten des Stromes Feuchtigkeit verlieren und leichter werden. Schnelle Beobachtung verringert die

---

[1]) Bei einem Elektrodynamometer für starke Ströme von Hill (Sillim. [3] 19, p. 10, 1880*; Beibl. 4, p. 220*) hängt die bewegliche Rolle bifilar zwei lackirten Seidenfäden und die Zuführung des Stromes geschieht durch Quecksilbernäpfe. Die Ablenkungen werden durch Gewichte, welche an horizontal an die Rolle geknüpften Fäden angreifen, compensirt. — [2]) Cazin, Ann. Chim. et de Phys. [4] 1, p. 257, 1864*. Die Beschreibung der elektrodynamischen Wage auch Carl, Repert. 1, p. 42, 1866*.

renden Einflüsse der Erwärmung durch den Strom, welche über- s klein ausfallen, da die beiden Hälften des Wagebalkens sehr stark d.

Helmholtz[1]) hat die elektrodynamische Wage in der Weise abgeän- 63
rt, dass er zwei an den Enden des Wagebalkens mit ihren Axen vertical gehängte Rollen durch je zwei etwa 30 cm lange, 6 bis 7 mm breite reifen von Rauschgold als Zuleiter mit Messingstücken an dem oberen eile des Glaskastens der Wage verband. Sie bleiben dabei völlig beweg- h, in den Stromkreis werden keine variablen Widerstände eingeführt. e Streifen haben geringen Widerstand, werden wegen ihrer grossen Ober- che nicht heiss und haben keine innere Reibung. Die Durchmesser r beweglichen Spiralen sind ebenso gross wie ihre Höhe, sie können h nicht drehen. An einem horizontalen, an der mittleren Säule der age befestigten Metallstabe sind die ebenso hohen, weiteren festen llen angebracht, welche die beweglichen Rollen umgeben und durch lche der Strom so geleitet wird, dass die bewegliche Rolle auf der nen Seite angezogen, auf der anderen abgestossen wird. Die rela- re Lage der beweglichen und festen Rollen wird so gewählt, dass der gative Differentialquotient der Kraft im Maximum, also der zweite fferentialquotient Null ist. In diesem Falle wird beim Hindurchleiten s Stromes durch die Spiralen die Empfindlichkeit der Wage nicht ändert. Hierdurch kann man die richtige Einstellung finden. Man nn leicht den Fehler der Wage auf ein Milligramm reduciren, so ss also ein Strom, der die dem Quadrat seiner Intensität proportio- ale Kraft von 1 g zwischen den Spiralen erzeugt, auf $^1/_{2000}$ genau zu essen ist.

IV. Bestätigung der elektrodynamischen Gesetze für geschlossene Ströme.

In §§. 27, 33, 34 haben wir drei Formeln für die Wechselwirkung 64
der von Strömen durchflossenen Elemente aus der Ampère'schen Formel abgeleitet.

1) Für zwei ganz freie Elemente die Formel von Ampère selbst:

$$R = -\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\left(\cos\varepsilon - \tfrac{3}{2}\cos\vartheta\cos\vartheta_1\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

2) Die Formel von Grassmann für die Wirkung des Elementes eines geschlossenen Stromes auf ein freies Element:

[1]) Helmholtz, Wied. Ann. 14, p. 52, 1881*.

$$R = -\frac{1}{2}\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\, sin\, \chi\, cos\, \vartheta \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.$$

3) Die Formel von F. E. Neumann für die Wechselwirkung d Elemente zweier geschlossener Ströme:

$$R = -\frac{1}{2}\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\, cos\,(ds, ds_1) \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.$$

Aus der ersten Formel hatten wir §. 29 abgeleitet, dass zwei fr einander parallele gleichgerichtete Elemente nicht aufeinander wirk wenn sie gegen ihre Verbindungslinie um 35° 16′ geneigt sind, ih Anziehung ein Maximum ist, wenn sie auf derselben senkrecht steh ihre Abstossung ein Maximum, wenn sie in dieselbe fallen.

Aus der zweiten Formel folgt für die Wechselwirkung zweier par leler Elemente, deren eines einem geschlossenen Strome angehört, d andere frei ist, dass wenn die Elemente auf ihrer Verbindungslinie sen recht stehen, die Wirkung ein Maximum, wenn sie in die Verbindun linie fallen, gleich Null ist.

Nach der Formel von F. E. Neumann endlich ziehen sich d Elemente zweier geschlossener Ströme in allen Parallelstellungen glei stark an.

Demnach besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen den d Formeln. Die experimentelle Prüfung der Richtigkeit kann sich nur a die dritte Formel erstrecken, da wir überhaupt nur geschlossene Strö auf einander wirken lassen können. Auch wenn wir die Einwirkung ein Schliessungskreises auf einzelne gesonderte Theile desselben untersuch bleibt dasselbe Verhältniss bestehen.

65 Die elektrodynamischen Gesetze sind durch die Versuche v Ampère selbst nicht so vollständig bewiesen, dass sie nicht einer wei ren Bestätigung bedürften.

Die Betrachtung einer Anzahl von Gleichgewichtszuständen der a einander wirkenden, vom Strome durchflossenen Leiter war für dies Beweis um so weniger genügend, als die verhältnissmässig schwach elektrodynamischen Wirkungen leicht durch Reibungswiderstände u. s aufgewogen werden können. Daher ist es von grossem Werthe, da W. Weber (l. c. §. 47) durch sorgfältige Versuche mittelst des Elekt dynamometers die Consequenzen der Ampère'schen Theorie bes tigt hat.

Zu den ersten Versuchen wurde ein Dynamometer von der erst §. 47 beschriebenen Einrichtung so aufgestellt, dass die Ebene der Wi dungen der Multiplicatorrolle mit der Nordsüdebene des magnetisch Meridians zusammenfiel. Nördlich von derselben, in der Richtung d magnetischen Meridians, wurde in einem Abstande von 583 mm ein einer Kupferhülse schwebender magnetisirter Stahlspiegel als Magne meter aufgestellt, dessen Stellung ebenso, wie die Lage der mit ein

Spiegel versehenen Bifilarrolle, durch ein gegenübergestelltes Fernrohr mit Scala beobachtet wurde. Durch beide Rollen des Dynamometers wurde der Strom von 1 bis 3 Grove'schen Elementen hinter einander geleitet. Da die Ablenkungen der Bifilarrolle hierbei zu gross ausfielen, wurden die Drähte, welche zu den Aufhängungspunkten der Drähte der Bifilarrolle führten, vor denselben durch einen dicken Kupferdraht verbunden, so dass nur ein Zweigstrom die Bifilarrolle durchfloss, dessen Intensität in einem von Weber beobachteten speciellen Falle 1/246,26 des ganzen, ungetheilten Stromes betrug.

Zugleich wurde durch die Einwirkung des Stromes in der Multiplicatorrolle der magnetisirte Stahlspiegel abgelenkt. Die Ablenkungen gaben ein Maass für die Intensität der Ströme, welche der Tangente seines Ablenkungswinkels proportional ist.

Nach den Correctionen für die Excentricität der Spiegel beider Apparate und nach der Berechnung der ablenkenden Kräfte aus den Ablenkungen der Spiegel ergab sich die ablenkende Kraft am Magnetometer f_m und Dynamometer f_d:

Zahl der Grove'schen Elemente	f_m	f_d	$5{,}15534\sqrt{f_d}$
3	108,426	440,038	108,144
2	72,398	198,255	72,589
1	36,332	50,915	36,786

Hiernach ist die ablenkende Kraft im Dynamometer dem Quadrate der am Magnetometer gemessenen Intensität der durch beide Drahtrollen des Dynamometers geleiteten Ströme proportional.

Bei ferneren Beobachtungen wurde die §. 48 beschriebene Einrichtung des Dynamometers verwendet. Die Bifilarrolle wurde so gedreht, 66
dass die Ebene ihrer Windungen mit der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Ost-Westebene zusammenfiel; die Multiplicatorrolle, deren Ebene auf der Ebene der Bifilarrolle senkrecht blieb, wurde entweder gerade in sie hineingestellt, dass die Mittelpunkte der Rollen zusammenfielen, oder der Mittelpunkt der Multiplicatorrolle sich 3 bis 600 mm östlich oder westlich, nördlich oder südlich von dem der Bifilarrolle befand. Der Strom von 8 Bunsen'schen Elementen wurde hinter einander durch die Bifilarrolle, durch einen Gyrotrop und dann durch die Multiplicatorrolle, endlich durch eine besondere Spirale geleitet, welche 217 mm westlich von dem vom Dynamometer um 8 m entfernten, oben beschriebenen Stahlspiegel-Magnetometer aufgestellt war, und nun wie-

derum zum Commutator, welcher andererseits mit dem anderen Pole d
Säule verbunden war. Durch Umlegen des Commutators wechselte n
die Stromesrichtung in der Drahtrolle vor dem Magnetometer und in d
Multiplicatorrolle des Dynamometers, während sie in der Bifilarrolle co
stant blieb.

Die die Intensität der Ströme bestimmenden Ablenkungen d
Magnetometers wurden, wie die der Bifilarrolle, durch Scalen beobac
tet, welche resp. 1103 und 3306,3 mm von den Spiegeln beider Apr
rate abstanden. Die an den Scalen abgelesenen Ablenkungen konnt
mit geringen Fehlern den wirklichen ablenkenden Kräften proportion
gesetzt werden.

67 Auch bei diesen Versuchen ist ebenso wie §. 58 die Kraft, n
welcher die Bifilarrolle in ihrer ursprünglichen Gleichgewichtslage e
halten wird, aus zwei Theilen zusammengesetzt; einmal aus ihre
durch die Bifilarsuspension bedingten statischen Moment D, sodai
aus einem zweiten Theile s, der beim Hindurchleiten des Stromes dur
die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale hervorgeruf
wird, und proportional ist der horizontalen Componente H des Erdma
netismus an dem Beobachtungsorte, dem Flächenraume F der Drah
windungen der Spirale und der in absolutem Maasse gemessenen Inte
sität des Stromes I. Kennt man aber die absolute Grösse des d
Spiegel des Magnetometers richtenden horizontalen Theiles des Er
magnetismus, so kann die Intensität I jedesmal berechnet werden, i
dem man die an der Scala beobachtete Ablenkung jenes Spiegels m
einer Constanten multiplicirt. Man erhält so

$$s = F . I . H.$$

Je nachdem der Strom in der Bifilarrolle in der einen oder ander
Richtung fliesst, dass der Erdmagnetismus sie in ihrer Lage zu erh
ten oder um 180° zu drehen strebt, ist der Werth s zu dem statisch
Moment D zu addiren oder von demselben zu subtrahiren, um d
Directionskraft der Bifilarrolle zu erhalten. Durch Multiplication n
den Werthen $D \pm s$ kann man alle, bei verschiedenen Strominten
täten beobachteten Ablenkungen der Bifilarrolle auf Werthe reducir
welche erhalten worden wären, wenn auf dieselbe stets eine gleic
Directionskraft gewirkt hätte.

Dividirt man ferner die berechneten Werthe durch das Quadrat d
jedesmaligen Intensität der Ströme und multiplicirt sie eventuell nc
mit einem beliebigen constanten Factor, so erhält man die bei versch
denen Stellungen der Multiplicatorrolle auf die Bifilarrolle ausgeüb
Anziehungen oder Abstossungen, reducirt auf ein gemeinsames Maa

Berechnete Weber dieselben Werthe nach den in §. 37 angege
nen Formeln und verglich dieselben mit den gefundenen Werthen,
fand er aus zwei Beobachtungsreihen, bei welchen das Mittel der

lenkungen genommen wurde, die sich ergaben, als die Multiplicatorrolle gleich weit nördlich und südlich oder östlich und westlich von der Bifilarrolle stand:

Abstand der Mittelpunkte der Rollen	Multiplicatorrolle			
	östlich oder westlich von der Bifilarrolle		südlich oder nördlich von der Bifilarrolle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0 mm	22960	22680	22960	22680
300	189,93	189,03	— 77,11	— 77,17
400	77,45	77,79	— 34,77	— 34,74
500	39,27	39,37	— 18,24	— 18,31
600	22,46	22,64	—	—

Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werthen ist sehr gross.

Auch Cazin hat Ströme durch die quadratischen Leiter seiner elektrodynamischen Wage (§. 62) geleitet und ihre Intensität an einer Sinusbussole abgelesen, deren Angaben mit denen eines Voltameters verglichen waren, und die Abstossungen der Leiter gemessen. 68

Bei verschiedenen Stromintensitäten verhielten sich die Abstossungen der quadratischen Leiter bei gleichbleibendem Abstande wie die Quadrate der Stromintensitäten.

So ergab sich z. B., wenn φ die Ablenkung der Nadel der Sinusbussole ist, A die in Milligrammen gemessene Abstossung bei einem Abstande der Leiter $h = 70$ mm:

φ	27° 12′	35 46	43 46	50 16	59 39	64 30	73 26
A	205	342	485	606	755	829	930
$A/\sin^2\varphi$	891	1001	1013	1024	1013	1017	1011

Bezeichnet man die Seite der Drahtquadrate mit l, den Verticalabstand derselben mit h, so berechnet sich ihre Abstossung nach der Ampère'schen Formel gleich

$$A = 384 . 4 . i^2 n^2 \left\{ \frac{l^2}{h\sqrt{h^2+l^2}} - \frac{l^2 h}{(h^2+l^2)\sqrt{h^2+2l^2}} - \frac{h}{\sqrt{h^2+2l^2}} - 1 + \frac{2h}{\sqrt{h^2+l^2}} \right\} = 384 . 4 . i^2 n^2 \lambda \;.\;.\; 1)$$

wo $384 = 8 \times 48$ das Product der Windungszahlen der Leiter, n das Verhältniss der hier gebrauchten Einheit der Stromintensität zu der elektrodynamischen Einheit derselben ist.

Bei einer Versuchsreihe fand sich z. B. nach Berechnung von λ

h	50	70	90	110	130	150	170	190	200
λ	4,2593	2,7734	1,9558	1,4438	1,0978	0,8602	0,6698	0,5351	0,4804
A	1342	860	612,5	446,5	341	262,5	211,5	165	148
A/λ	314,1	309,5	313,2	309,3	310,6	305,9	315,7	308,4	308,0

Also auch hierdurch ist die Ampère'sche Formel bestätigt.

Durch die zuerst erwähnten Versuche ergiebt sich, dass wenn $h = 70$, also $\lambda = 2,7734$ ist, die Abstossung der Drahtquadrate für einen Strom, für den $\sin\varphi = 1$ ist, im Mittel $A = 1015,37$ g beträgt. Im Mittel aus 22 gleichzeitigen Bestimmungen der Ablenkung der Nadel der Sinusbussole und der in einem Voltameter bei verschiedenen Stromstärken in der Zeiteinheit entwickelten Wasserstoffmenge folgt ferner, dass der Strom, für den $\sin\varphi = 1$ ist, in einer Secunde 0,03542 mg Wasserstoff entwickelt. Bezeichnet man also die Intensität eines Stromes, der in der Secunde 1 mg Wasserstoff aus 9 mg Wasser abscheidet, mit Eins, so ist die Intensität jenes Stromes gleich 0,03542.

Beim Einführen in die Formel 1) ist, wenn 9808,8 mm die Beschleunigung durch die Schwerkraft ist

$$9808,8 \,.\, 1015,37 = 384 \,.\, 4 \,.\, 0,03542^2 n^2 \,.\, 2,7734,$$

also

$$n^2 = 1863000 \quad n = 1365.$$

Als Mittel vieler ähnlicher (35) Versuche ergiebt sich

$$n = 1358.$$

Ein Strom von der elektrodynamischen Intensität Eins ist also 1358 mal schwächer als ein Strom, der in einer Secunde 9 mg Wasser zersetzen kann.

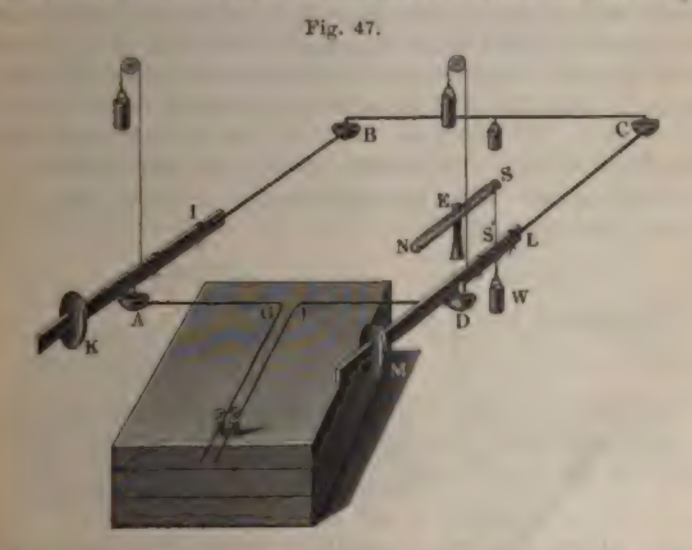
69 Leitet man denselben Strom hinter einander durch die feste und bewegliche Rolle des Dynamometers oder der elektromagnetischen Wage, so kann man zeigen, dass die elektrodynamischen Grundgesetze in quantitativer Beziehung ebenfalls für verschiedene in ihrer Form unveränderliche Theile derselben Stromesbahn gelten.

70 Dass dies auch noch der Fall ist, wenn dabei die Leitung selbst ihre Gestalt wesentlich ändert, ist von Boltzmann[1]) gezeigt worden. Er hat zwei Kupferdrähte GA und FD, Fig 47, neben einander auf einem Brette befestigt, ihre Enden A und D ein wenig nach abwärts gebogen und daselbst mit Kupferschälchen verbunden, in deren Mitte Achathütchen

[1]) Boltzmann, Sitzungsber. d. Wien. Akad. 60 [2], p. 69, 1869*.

befestigt sind. Zwei Kupferdrähte AB und DC ruhen an den Enden A und D mittelst feiner Stahlspitzen in jenen Achathütchen und tragen an den Enden B und C ebenfalls kupferne, mit Achathütchen versehene Kupferschälchen, auf denen ein in Stahlspitzen endender Kupferdraht BC liegt, an welchem unten ein kleines Gegengewicht befestigt ist. An AB und CD sind Holzleisten IK und LM befestigt, welche bei K und M Gegengewichte tragen, um die Drähte AB, BC und CD in der horizontalen Ebene in der Schwebe zu erhalten. Coconfäden, die an den Holzleisten bei A und D befestigt, vertical nach oben über Rollen gezogen und mit Gegengewichten versehen sind, vermindern den Druck der Drähte gegen

Fig. 47.



ihre Unterlagen. Die Länge der Seiten AB, BC, CD, DA, des Rhombus $ABCD$ betrug je 338,5 mm. Wurden die Kupferschälchen A, B, C, D mit Quecksilber gefüllt, die Enden der Drähte G und F mit einer Säule verbunden, so suchte sich in Folge der Stromeswirkungen der rhombisch geformte Stromkreis in ein Quadrat zu verwandeln. Fliesst der Strom von West über Nord nach Ost, so wird diese Einstellung durch den Erdmagnetismus befördert; bei umgekehrter Stromesrichtung wird sie gehemmt; in letzterem Falle tritt eine stabile Gleichgewichtslage bei einer gewissen Neigung der Drähte gegen einander ein, die sich bei wachsender Stromstärke immer mehr dem rechten Winkel nähert.

Um die Kraft der Einstellung zu messen, wurde 98,5 mm von D an DC im Punkte S' ein Coconfaden angelegt, und das andere Ende desselben an einen horizontalen Hebel NS geknüpft, der um eine genau über D befindliche verticale Axe E drehbar war und in jeder Lage festgestellt werden konnte. Der Rhombus stellte sich ohne Strom so, dass der Coconfaden vertical, DL parallel NS war. Unten war an

S' ein Gewicht W von 10 g angehängt. Wurde dann der Strom durc den rhombischen Drahtkreis geleitet und suchte er seine Gestalt zu än dern, so zog ihn das Gewicht W zurück. Ein am Stabe LM befestigte Spiegel gestattete, mittelst Scala und Fernrohr die hierbei erfolgende Ablenkungen des Rhombus aus seiner jedesmaligen Ruhelage zu be stimmen. Der ganze Apparat befand sich zur Vermeidung des Luftzuge in einem allerseits geschlossenen und vor dem Spiegel durch ein Glas fenster durchbrochenen Holzkasten.

Wird die Wirkung des Stromes i im Rhombus auf seine einzelne Theile unter Annahme der Formel von Ampère berechnet und die Wi kung des Erdmagnetismus berücksichtigt, von dem auf die horizontale Stromestheile nur die Verticalcomponente M und zwar in der Horizonta ebene wirkt; ist l die Länge der Seite des Rhombus, welcher vor der Wi kung des Stromes den Neigungswinkel α_0, während derselben den Wi kel $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$ zeigt, so kann das bei der Ablenkung erzeug rücktreibende Moment der Schwere gleich $n\Delta\alpha$ gesetzt werden, wo eine Constante ist. Setzt man $Ml^2/n\sqrt{2} = a$; $2l/n = b$, so find man nach Boltzmann

$$\Delta\alpha = a\,i\cos\alpha + b\,i^2\left[\cot g\,\alpha + \frac{\sin\alpha}{2}\log\frac{\cos\frac{\alpha}{2}\left(1+\sin\frac{\alpha}{2}\right)}{\sin\frac{\alpha}{2}\left(1+\cos\frac{\alpha}{2}\right)}\right].$$

Bestimmte Boltzmann bei verschiedenen Neigungen α_0 und ve schiedenen Intensitäten i die Constanten a und b aus den Ablenkung $\Delta\alpha$ des Rhombus, so betrugen sie

α	26° 2′	39° 59′	54° 34′	69° 15′
$10^3 a$	1053	1041	1046	1041
$10^6 b$	2061	2062	2069	2076

Hiernach stimmen die Resultate sehr gut mit der Formel von Am père überein.

71 Auch Niemöller[1]) hat die Richtigkeit des Ampère'schen Gesetz an deformirbaren Stromleitern geprüft, bei denen den beweglichen Th eine metallene Leiste bildete, weche in horizontaler Lage von zwei na oben divergirenden, 0,2 mm dicken Silberdrähten getragen wurde, d durch um einander gewundene Drähte mit den Polen einer Säule verbu den waren. Die Schwingungen und die Ruhelage des Querstabes mit u ohne Hindurchleiten des Stromes wurden mittelst eines an der Leiste b festigten Spiegels beobachtet. (Die elastische Nachwirkung der Silb drähte kann hier sehr störend wirken.)

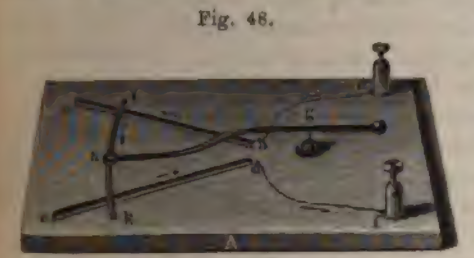
[1]) Niemöller, Wied. Ann. 5, p. 433, 1878*.

Ausserdem wurden auf beiden Seiten jedes Silberdrahtes zwei nahezu demselben parallele Kupferdrähte in der auf der Ebene beider Silberdrähte senkrechten Ebene angebracht und durch dieselben ein Strom in der Weise geleitet, dass durch die elektrodynamische Wirkung an allen Orten das System in einer bestimmten Richtung gedreht wurde. Die Resultate entsprechen bis auf 1 Proc. der Rechnung.

Ferner hat auch von Ettingshausen[1]) in Betreff der §. 21 und 72
§. 8 u. 9 erwähnten Versuche von Ampère über die Einstellung eines bogenförmigen Leiters über zwei radialen Quecksilberrinnen und die vermeintliche Abstossung der auf einander folgenden Stromeselemente gezeigt, dass in diesen Fällen die ganze Wirkung aller Stromesantheile auf die beweglichen Leitertheile zu betrachten ist und somit die §. 10 erwähnten Einwände gegen die Schlussfolgerungen Ampère's gerechtfertigt sind.

Bei den Experimenten über den ersterwähnten Fall hat von Ettingshausen den Draht ik, Fig. 48 (s. §. 21), an einem leichten Holzarme an Stelle von gh befestigt und ihn bifilar an zwei feinen starken Seidenfäden aufgehängt. Der Draht ist an seinen Enden mit zwei unten zugespitzten Stahlschrauben versehen, die in flache Quecksilbernäpfe tauchen. Letztere stehen durch zwei parallele, bis nahe an die Drehungsaxe laufende Drähte mit der Leitung in Verbindung.

Fig. 48.



Ein an dem Holzarm in der Drehungsaxe befestigter Spiegel gestattet, mittelst Scala und Fernrohr die Ablenkung zu bestimmen. Ist der Drahtbogen nicht senkrecht, sondern in einem Winkel von z. B. $22^1/_2{}^0$ gegen den Balken gedreht, so stellt er sich bei abwechselnder Stromesrichtung verschieden. Die halbe Differenz beider Beobachtungswerthe entspricht der Wirkung e des Erdmagnetismus, die halbe Summe der elektrodynamischen Kraft q. Werden die Drähte gleich von den Quecksilbernäpfen auseinander und dann zur Säule geführt, so dass sie die Quecksilbernäpfe in ihrer Ebene umschliessen, so ist q fast Null; ihre Wirkung compensirt die der Stromesantheile im Quecksilber fast vollständig; liegen sie von den Näpfen abgewendet, so ist q etwa 21,2 gegen 24,7 bei Parallelstellung der Drähte. Beim Annähern eines besonderen, geschlossenen kreisförmigen Leiters mit parallelen Zuleitungsdrähten erhält man die analogen Resultate.

---

[1]) von Ettingshausen, Wien. Ber. 77, [2] 1878*; Beibl. 2, p. 430*.

Wurden die von den parallelen Zuleitungsdrähten durch die Quecksilbernäpfe zu den Spitzen des nunmehr geradlinig gewählten, beweglichen Leiters fliessenden Stromesantheile als geradlinig angesehen, so ergab sich durch Rechnung e und q. Bei den Versuchen wurde die Stromintensität gemessen, sowie der Einfluss verschiedener Längen der Spitzen bestimmt. Bei längeren Spitzen, von 5 statt 2,6 mm, ist die Wirkung kleiner, indess nur etwa um $^1/_6$.

Für den Einfluss des Erdmagnetismus stimmen die Beobachtungen gut mit der Rechnung; die Vergleichung der beobachteten und berechneten elektrodynamischen Wirkung ist nicht thunlich, da sie sich mit dem Querschnitte des Leiters in hohem Grade ändert. Indess ist in der That die Wirkung der Stromestheile in den Quecksilberrinnen gegen die der übrigen Stromesleitung durchaus nicht zu vernachlässigen.

73 Bei den Versuchen über den zweiten Fall wurde an dem an zwei sehr dünnen Stahldrähten aufgehängten Holzbalken ein U förmiger Metallbügel in horizontaler Lage in der Art befestigt, dass seine kreisförmig gebogenen Arme concentrisch zur Drehungsaxe lagen und unterhalb mittelst der Stahlspitzen an seinen Enden in zwei ebenso gebogene, mit den Polen der Säule verbundene Quecksilberrinnen tauchten. Der Abstand der Arme des Bügels von einander betrug 102,5 mm. Das Verbindungsstück derselben war in der Richtung des Radius gebogen. Bei verschiedenen Spitzenlängen wurden Versuche über die Drehung des Bügels beim Hindurchleiten des Stromes angestellt. Dabei konnten die Rinnen von nahe gleichem Querschnitt mit dem des Bügels geformt werden, indem Drähte von der Dicke und Form der Arme des Bügels erhitzt in eine Platte von Hartgummi gedrückt wurden. Die Versuche, bei denen aus der Ablenkung des Holzarmes mit dem Bügel rückwärts die Intensität des Stromes berechnet wurde, stimmten relativ mit der Theorie sehr gut.

Da in dem Ausdrucke für die Kraft, mit der der Bügel zurückgestossen wird, die Länge der Arme nach einer Berechnung von Stefan[1]) nicht vorkommt, so ist es, wie auch die Versuche zeigen, gleichgültig, wo die Stahlspitzen eingesetzt sind. Auch als das Quecksilber der Rinnen eine plattenförmige Gestalt hatte, stimmten die Werthe recht gut.

74 Wenn durch diese Versuchsresultate die Richtigkeit der aus der Ampère'schen Formel folgenden Resultate für die Wechselwirkung geschlossener Ströme hervorgeht, so ist dadurch noch nicht die Ampère'sche Formel selbst erwiesen. Jede Formel, welche bei der Integration nach den Stromelementen ds und ds_1 für geschlossene Ströme das gleiche Resultat liefert, muss den Thatsachen in gleicher Weise entsprechen. Man kann also zu dem Ausdruck der Wechselwirkung von ds

---

[1]) Stefan, Wien. Ber. 59, [2] p. 693, 1869*.

und ds_1 nach F. E. Neumann jede beliebige Function hinzufügen, welche über den geschlossenen Strom integrirt zu Null wird, ohne die Richtigkeit zu ändern.

Demnach bleibt die Frage offen, wie weit die Ampère'sche Formel selbst als eine fundamentale zu betrachten ist, und ob nicht noch andere Kräfte zu den von Ampère angenommenen, in der Richtung der Verbindungslinie der Elemente wirkenden hinzukommen können u. s. f. Wir werden diese Untersuchungen im Zusammenhange erst im Schlusscapitel behandeln.

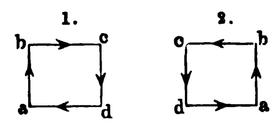
Zweites Capitel.

Verhalten der elektrischen Ströme gegen die Erde.

---

75 Man denke sich unterhalb eines viereckigen, vertical aufgehäng Leiters *abcd*, Fig. 49, einen horizontalen, vom Strome durchflosse Leiter *ef* in so weiter Entfernung von *abcd*, dass der Abstand der h zontalen Theile des letzteren von einander gegen seinen Abstand von verschwindet. Dann hebt sich in der in der Figur ad 1 gezeichne Stellung die Abstossung von *ef* gegen *ad* mit der Anziehung geg

Fig. 49.



bc gerade auf. Es bleibt also nur die Einwirkung von *ef* auf die b den verticalen Theile *ab* und *cd*. Steht der Leiter *abcd* wie in Figur ad 1, so bewegt sich in Folge der Einwirkungen des Stromes *ef* auf *ab* und *dc* der Theil *ab* in der Richtung von *a* nach *d*, *cd* v *d* nach *a*. Beide Wirkungen heben sich auf, wenn der Leiter sich ger in einer Ebene mit *ef* befindet. Das Gleichgewicht ist aber labil; bald der Leiter ein wenig aus jener Ebene abweicht, wird er du die auf *ab* und *cd* wirkenden Kräfte, welche ein Kräftepaar darstell herumgedreht, bis er die in Fig. 49, 2 gezeichnete Stellung einnim Dann ziehen die von *ef* auf *ab* und *cd* ausgeübten Wirkungen be den Leiter bei jeder kleinen Drehung in seine Lage zurück, und Gleichgewicht ist stabil. Man würde dieses Resultat empirisch a drücken können, indem man sagte, der bewegliche Leiter stellt sich

dass der in seinem unteren Theile ad befindliche Strom mit dem unterhalb befindlichen entfernten Strom ef gleichgerichtet ist.

Wären an Stelle der viereckigen Leiter nur zwei verticale Leiter ab und cd durch isolirende Zwischenstäbe vereint, wären sie um eine zwischen ihnen befindliche verticale Axe drehbar, und flösse in ab der Strom von unten nach oben, in cd von oben nach unten, so würden sich diese beiden vereinten Leiter ebenso einstellen, wie der viereckige Leiter $abcd$.

Wäre nur ein einzelner verticaler linearer Leiter ab um eine ihm parallele Drehungsaxe beweglich, so würde er sich gleichfalls unter dem Einflusse eines horizontalen, unter ihm liegenden Stromleiters ef ganz analog so einstellen, dass, wenn in ihm der Strom von unten nach oben verläuft, er sich möglichst weit nach der Richtung hin bewegt, wohin der Strom im horizontalen Leiter fliesst; wenn ihn der Strom aber von oben nach unten durchfliesst, er sich nach der Seite hin wendet, von welcher der Strom im horizontalen Leiter herkommt.

Ein einzelner, in seiner ganzen Länge in gleicher Richtung vom Strome durchflossener horizontaler Leiter ad oder bc würde sich unter dem Einflusse des Stromes ef so einstellen, dass beide gleichgerichtet wären; würden aber die zwei in entgegengesetzter Richtung durchströmten Leiter ad und bc durch eine verticale Axe verbunden, so stellten sie sich unter Einfluss des entfernten Stromes ef gar nicht ein.

Hängt man an dem Ampère'schen Stativ [1]), dessen obere Arme in die Nordsüdlage gebracht sind, einen Draht, wie in Fig. 50 (a. f. S.), auf, so bleibt er nicht mehr in jeder Lage im Gleichgewichte. Er stellt sich beim Hindurchleiten des Stromes so, dass, wenn der Strom den Draht in der Richtung durchfliesst, welche die Pfeile in der Figur angeben, seine dem Beobachter zugekehrte Seite sich nach Norden wendet. Ein auf seiner Ebene errichtetes Loth nimmt dabei die Lage an, welche der Richtung des magnetischen Meridians entspricht. Die Richtung des Stromes im unteren Theile des Drahtes ist also nahezu von Ost nach West. 76

Genau ist diese Einstellung nicht, da, wenn auch bei grösserer Entfernung die Wirkungen der entgegengesetzten Ströme in den verticalen Leitern v und t des Gestells sich fast ganz aufheben, doch die Wirkung des unteren horizontalen Armes y namentlich auf den oberen Theil ab des drehbaren Leiters die des oberen Armes x überwiegt. Der Leiter $abcd$ stellt sich demnach etwas gegen die magnetische Ostwestebene geneigt, so dass sich die Hälfte b dem Arme y ein wenig zuwendet. — Wird der Strom umgekehrt, so sucht sich der aufgehängte Lei-

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 170, 1820*. Berechnungen über die Wirkungen des Erdstromes auf ein um eine verticale Axe drehbares Rechteck von Thürmer. Programm der Realschule zu Leisnig 1878, 16 S.

in dem einen der verticalen Drähte von oben nach unten, in dem a
ren von unten nach oben. Auch hier stellt sich der erstere Draht g
Osten ein. — Fliesst in beiden Drähten der Strom aufwärts oder
wärts, indem man beide Rinnen *ab* und *cd* ungetheilt lässt und *ab*
dem einen, *cd* mit dem anderen Pole der Säule verbindet, so bleibt
Leiter in jeder Lage in Ruhe. — Wird der eine der beiden Drähte
ses letzteren Apparates entfernt, so dass nur noch ein einziger verti
Draht übrig bleibt, so stellt er sich, wenn der Strom in ihm abw
fliesst, auf der östlichen, wenn er aufwärts fliesst, auf der westli
Seite des Apparates ein. Wird endlich die Rinne *ab* bei *i* und *k*
theilt, und ein horizontaler Draht auf *d* aufgesetzt, dessen Enden in
mit den beiden Polen der Säule verbundenen beiden Hälften der R
eintauchen, so stellt er sich so, dass der Strom in ihm von Ost
West fliesst.

Der zuletzt beschriebene Versuch lässt sich noch einfacher in
gender Weise anstellen.

Man hängt einen Draht *abcd*, Fig. 60, an einem Coconfaden so
dass seine Enden *a* und *d* in eine kreisförmige Quecksilberrinne tau
die bei *h* und *i* durch Glaswände in zwei Hälften getheilt ist, und

Fig. 60.



bindet das Quecksilber in beiden Hälften mit den Polen der Säule.
Draht *abcd* dreht sich so, dass die Stromesrichtung in ihm die ostw
liche ist.

81 Der von Ost nach West gerichtete Erdstrom zieht, wie jeder an
Strom, einen von Ost nach West gerichteten horizontalen Leiter an, w
durch ihn ein Strom in gleicher Richtung fliesst; er stösst ihn bei
gegengesetzter Stromesrichtung ab. Dies hat auch noch **Mallet**[1]

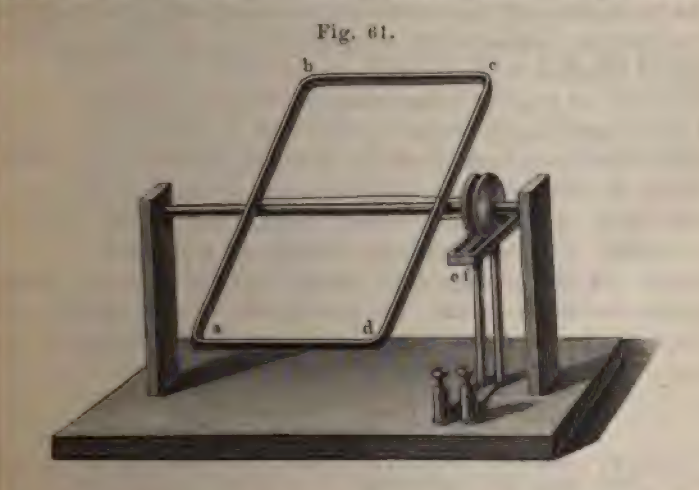
[1] Mallet, Phil. Mag. [5] 4, p. 321, 1877*; Beibl. 1. p. 689*.

ätigt, indem er auf einem 3 m langen, an einer Wage in ostwestlicher age aufgehängten Holzbrette zehn Drähte parallel neben einander bestigte, ihre amalgamirten Enden in Quecksilbernäpfe tauchen liess und urch Zuleitungsdrähte, welche mit jenen Drähten zusammen ein Rechteck ildeten, den Strom durch alle hinter einander leitete. Gleichviel, ob die Zuleitungsdrähte nördlich oder südlich von den Drähten auf dem Brette agen, wurde dasselbe schwerer oder leichter, je nachdem der Strom einer Bunsen'schen Säule von zehn Elementen in der Richtung des Erdstromes oder entgegengesetzt durch jene Drähte floss. — Die Wirkung des Stromes in den Zuleitungsdrähten auf letztere war somit eliminirt.

Durch die vorhergehenden Versuche ist festgestellt, dass die Rich- 82
ung des Erdstromes im Wesentlichen die ostwestliche ist. Um die Lage dieses Stromes noch näher zu bestimmen, bedient sich Ampère l. c. des olgenden Apparates.

Man befestigt einen Leiter *abcd*, Fig. 61, welcher aus mehreren Windungen von übersponnenem Kupferdraht gebildet ist, an einer von

Fig. 61.



n isolirten, in zwei Zapfenlagern sehr leicht laufenden Axe. Die Enden s Drahtes sind mit kleinen Kupferrädchen verbunden, welche in die ecksilberrinnen *e* und *f* eintauchen. Der Draht ist so äquilibrirt, dass in jeder Lage im Gleichgewichte ist. Liegt die horizontale Axe senkcht gegen die Richtung der Declinationsnadel, und verbindet man mit n Quecksilbernäpfen *e* und *f* die Pole der Säule, so nimmt der Leiter eder eine solche Lage an, dass an seinem unteren horizontalen Theile Stromesrichtung von Ost nach West geht. Zugleich senkt er sich mit inem oberen Ende nach Norden, so dass seine Ebene gegen die Vertilebene geneigt ist. Seine Ebene stellt sich hierbei zu der Axe der Innationsnadel senkrecht.

Der horizontale Erdstrom hat, gerade wie jeder andere horizontale und der Axe des Apparates parallele Strom, auf die Seiten *ab* und *cd* dieses Apparates keinen Einfluss, da die Richtung des Stromes in beiden entgegengesetzt ist. Dagegen stellt sich die Ebene des Stromes *abcd* so ein, dass sie mit der durch die Axe und den Erdstrom gelegten Ebene zusammenfällt, und dabei die Seite *ad*, in welcher der Strom dem Erdstrom gleichgerichtet ist, sich ihm zukehrt. Wir müssen also den Erdstrom südlich von unseren Beobachtungsorten in ostwestlicher Richtung, und zwar in der auf der Inclinationsnadel normalen Ebene annehmen.

Ein unmittelbares Ergebniss der vorhergehenden Angaben ist folgender Versuch: Hängt man einen horizontalen, etwa 1 Fuss langen Draht in ostwestlicher Richtung an zwei langen Coconfäden auf und lässt seine beiden, nach unten umgebogenen Enden in zwei mit den Polen der Säule verbundene Gefässe voll Quecksilber eintauchen, so verschiebt er sich selbst parallel nach Süden, wenn der Strom in ihm von Ost nach West, dagegen nach Norden, wenn der Strom von West nach Ost fliesst [1].

An verschiedenen Stellen der Erde richtet sich je nach der Aenderung der Declination und Inclination ein beweglich aufgehängter Stromesleiter verschieden, immer jedoch entsprechend den hier ausgesprochenen allgemeinen Gesetzen.

Da wir §. 14 gesehen haben, dass ein Stromesleiter unter Einfluss eines langen geradlinigen Stromes in Rotation kommen kann, so lassen sich solche Rotationen auch durch den Erdstrom hervorbringen. Die Gesetze dieser Rotationen lassen sich einfacher ableiten, wenn man den Erdstrom durch einen Magnet ersetzt denkt. Wir wollen sie deshalb erst im Capitel „Elektromagnetische Rotationen“ behandeln.

Ströme der Elektrisirmaschine würden bei hinlänglicher Intensität die gleichen Resultate liefern, wie galvanische Ströme, doch sind die Versuche schwierig anzustellen und geben kein wesentlich neues Resultat.

---

[1] Faraday, Quarterly Journ. **12**, p. 416*; Gilb. Ann. **72**, p. 122, 1822*; auch Pohl, Gilb. Ann. **75**, p. 282, 1823*.

B.

ELEKTROMAGNETISMUS.

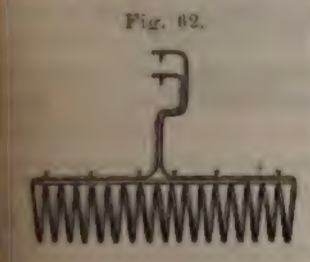
Erstes Capitel.

Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen elektrische Ströme.

I. Allgemeine Uebersicht über die Theorie der Magnetisirung durch elektrische Ströme.

Hängt man an dem Ampère'schen Stativ eine in vielen Windungen gewundene Spirale, Fig. 62, auf, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes die Kraft, mit der sie durch die Einwirkung des Erdstromes gerichtet wird, durch die Anzahl der Schwingungen bestimmen, welche sie in einer bestimmten Zeit um ihre Gleichgewichtslage in nordsüdlicher Richtung macht. — Legt man darauf in die Spirale, während der Strom hindurchfliesst, einen dünnen mit Papier beklebten Stab von Stahl oder hartem Eisen, so schwingt die Spirale trotz der Vermehrung des Trägheitsmomentes durch die Masse des Stabes schneller um ihre Gleichgewichtslage, als vorher. Ein gleich schwerer, mit Papier beklebter Kupfer- oder Messingstab vergrössert dagegen entsprechend der Zunahme des Trägheitsmomentes die Schwingungsdauer. Oeffnet man den Strom und lässt dabei den Stab in der Spirale, so behält auch jetzt noch ihre Axe eine Richtung von Nord nach Süd und schwingt um diese Gleichgewichtslage, wenn auch schwächer, als während der Schliessung des Stromes. — Auch für sich aufgehängt, stellt sich der Stahlstab, wie die Spirale, mit seiner Axe von Nord nach Süd. Wird er in seinem Schwerpunkte unterstützt, so nimmt er die Stellung der Inclinationsnadel an. 83

Fig. 62.



Wir schliessen aus diesen Versuchen, dass der Stab, während er in der Spirale der Wirkung des Stromes ausgesetzt war, Eigenschaften bekommen hat, welche sein Verhalten gegen den Erdstrom mit dem der Spirale gleich machen, und dass er nach Oeffnen des Stromes diese Eigenschaften zum Theil noch beibehalten hat. — Der Stab ist während der Schliessung des Stromes ein **Elektromagnet** geworden und hat einen gewissen **temporären Magnetismus** erhalten; nach dem Oeffnen des Stromes hat er einen Rückstand an Magnetismus, einen bestimmten **permanenten Magnetismus** beibehalten.

Diese Magnetisirung des Eisens und Stahls durch den galvanischen Strom ist kurz nach der Entdeckung der Ablenkung der Magnetnadel durch denselben durch **Oersted** von **Arago**[1]) gefunden worden.

Man nennt jetzt allgemein das Ende des Stabes, welches sich nach Norden wendet, seinen Nordpol, oder, da man es gewöhnlich in irgend einer Weise am Stabe auszeichnet, seinen bezeichneten Pol; das entgegengesetzte Ende seinen Südpol oder unbezeichneten Pol[2]). In früheren Zeiten kehrte man die Bezeichnungen des Nord- und Südpols häufig um.

Um einen Stahl- oder Eisenstab zu magnetisiren, ist es nicht nöthig, ihn in eine Spirale einzuschieben. Es genügt, ihn quer über einen geradlinigen Draht hinüberzulegen, durch welchen ein Strom fliesst. Der Stab wird magnetisch, wie wenn der Draht einen Theil einer, um den Stab gewundenen Spirale von unendlich grossem Radius bildete, durch welche man den Strom in der dem Strom im Draht entsprechenden Richtung geleitet hätte.

Betrachtet man einen Magnetstab von der Seite, so dass man den Nordpol desselben zur Linken hat, so sind die ihn magnetisirenden Ströme von den Füssen des Beschauers zu seinem Kopfe, und dann nach vorn hin um den Magnetstab gerichtet oder nur von einer Seite dieser Richtung entsprechend. Dabei ist es gleichgültig, ob die zur Magnetisirung des Stabes benutzte Spirale rechts oder links gewunden ist. Verfolgt man in jeder einzelnen Windung derselben die Richtung des Stromes, so giebt das eben angeführte, zuerst von **Ampère** gegebene Bild (vergl. §. 77) die Art der Magnetisirung.

84 Wird einer frei aufgehängten, vom Strom durchflossenen Spirale eine zweite, gleichfalls von einem Strom durchflossene Spirale mit ihrem Ende genähert, so wird erstere angezogen oder abgestossen, je nachdem in beiden Spiralen die Stromesrichtung die gleiche oder die entgegengesetzte ist. Legt man in die eine oder die andere Spirale einen weichen Eisenstab oder Stahlstab, so werden diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen bedeutend gesteigert. In noch höherem Grade geschieht dies, wenn in beide Spiralen Eisen- oder Stahlstäbe ein

---

[1]) **Arago**, Ann. de Chim. et de Phys. **15**, p. 93, 1820*; Gilb. Ann. 6[illegible] p. 311, 1820*. — [2]) **Faraday**, Exp. Res. Ser. **1**, §. 44, Anm. 1831*.

Legt man daher an den nach unten gerichteten Nordpol eines vertical befestigten Stahlmagnetes ein kurzes Eisenstäbchen, so erhält es temporär einen Südpol auf der dem Magnetpol zugekehrten, einen Nordpol auf der ihm abgekehrten Seite. Legt man ein zweites Eisenstäbchen unten an das erste, so wird auch dieses in gleichem Sinne temporär magnetisch wie das erste, und bleibt daran hängen. Ebenso verhält sich ein drittes und viertes Stäbchen u. s. f., bis das Gewicht der an den Magnetstab angehängten Stäbchen die Anziehung des Magnetes gegen das obere überwiegt und alle abreissen. — Reisst man das oberste Stäbchen von dem Magnet ab, so fallen die unteren von ihm ab, da ihr temporärer Magnetismus nach dem Aufhören der Einwirkung der magnetisirenden Kraft verschwindet, und der in ihnen zurückbleibende permanente Magnetismus zu klein ist, um die Anziehung zwischen ihnen in hinlänglicher Stärke zu erhalten.

Legt man auf die Pole eines Stahlmagnetes zwei Eisenplatten, so zeigen ihre von den Polen abgekehrten Enden dieselbe Polarität, wie die Pole des Magnets. Man kann durch diese „Armirung“ die Pole des Magnets an zwei beliebige, einander naheliegende Orte verlegen.

Man bezeichnet einen weichen Eisenstab, welcher von den Polen eines Magnetes oder Elektromagnetes angezogen wird, mit dem Namen seines Ankers.

88 Verbindet man die beiden Polflächen eines Stahlmagnetes durch einen Stab von weichem Eisen, so unterstützen sich die von beiden Polen des Stahlmagnetes ausgehenden temporären Magnetisirungen des weichen Eisens gegenseitig. Dann ist die Anziehung des auf diese Weise an den Magnet gelegten Ankers viel bedeutender, und man kann viel grössere Gewichte daran hängen, ohne dass er von den Magnetpolen abgerissen wird, als wenn man nur an jeden einzelnen Pol Eisenstäbe anlegte und diese durch Gewichte abzureissen suchte.

Man bezeichnet die Gewichte, welche erforderlich sind, um einen an den einen oder an beide Pole eines Magnetes gelegten Anker von ihnen abzureissen (mit Einschluss des Gewichtes des Ankers selbst, wenn dasselbe nicht auf irgend eine Weise äquilibrirt ist), mit dem Namen der Tragkraft des Magnetes. — Dieselbe kann in vielen Fällen als ein Maass für die Stärke der Magnetisirung dienen.

89 Nähert man einem vertical aufgestellten, permanent magnetisirten Stahlstab von der Seite her eine an einem Coconfaden aufgehängte oder auf einem auf einer Spitze schwebenden Achathütchen befestigte, kurze, magnetisirte Stahlnadel und zählt die Schwingungen, welche sie in einer gegebenen Zeit macht, so beobachtet man, dass die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen sich hauptsächlich an den Endpunkten des Stabes zeigen, gegen seine Mitte aber ziemlich schnell bis zu Null abnehmen.

Die Resultanten der von den einzelnen Punkten jeder Hälfte des Magnetstabes auf die Enden der Magnetnadel wirkenden anziehenden und abstossenden Wirkungen lassen sich auf diese Weise bestimmen. Sie schneiden den Magnetstab selbst in Punkten, die je nach dem Abstand der Stahlnadel von dem Magnetstabe näher oder entfernter von den Enden liegen. Denkt man sich die Stahlnadel unendlich weit entfernt, so dass die von den einzelnen Stellen jeder Hälfte des Magnetstabes auf ihre Enden wirkenden Kräfte einander parallel werden, so schneiden die Resultanten dieser Kräfte den Magnetstab in zwei Punkten, den eigentlichen Polen desselben. — Im gewöhnlichen Sprachgebrauch überträgt man häufig den Namen der Pole auf die mit der betreffenden Polarität begabten Enden der Stahl- und Eisenstäbe.

Die Analogieen, welche sich bereits zwischen dem Verhalten zweier 90
magnetisirter Stahl- oder Eisenstäbe und zweier vom Strome durchflossener Drahtspiralen herausgestellt haben, machen es wahrscheinlich, dass in den Stäben durch den Einfluss der Ströme in den Spiralen, in welche sie eingelegt worden waren, galvanische Ströme entstanden sind, die in gleicher Richtung wie die letzteren in ihnen kreisen und auch in grösserer oder geringerer Intensität noch fortbestehen, nachdem die Stäbe aus den Spiralen entfernt worden sind. Es fragt sich, ob diese hypothetischen Ströme die ganze Masse der Stäbe durchfliessen oder nur um ihre einzelnen Molecüle kreisen. Hierüber geben die folgenden Versuche Aufschluss:

Bildet man den Stab aus einer grösseren Anzahl dünner, parallel neben einander gelegter und zusammengebundener Stahldrähte, so zeigt, nachdem der aus ihnen geformte Stab der Einwirkung der vom Strome durchflossenen Spirale ausgesetzt war, jeder dieser Drähte für sich dasselbe magnetische Verhalten, wie der aus ihnen gebildete Stab.

Zerbricht man einen Magnetstab und hängt seine einzelnen Längstheile an Coconfäden auf, so dass sie sich in einer Horizontalebene drehen können, so stellen sie sich gerade so wie der ganze Stab in der Richtung der Declinationsnadel ein, und zwar weisen die im Stabe vorher nach Nord gerichteten Enden der Theile wieder nach Nord. Nähert man jedem Theile von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt sich, dass jeder derselben einen Nord- und einen Südpol besitzt, wie vorher der ganze Stab.

Jedes einzelne Theilchen eines Stahlstabes, welcher der Wirkung der vom Strom durchflossenen Spirale ausgesetzt war, hat daher in gewisser Beziehung die Eigenschaft der Spirale angenommen, sich mit der Axe in der Richtung von Nord nach Süd zu stellen. Dasselbe ist magnetisch oder zu einem „Molecularmagnet" geworden.

Diese Thatsache wird auch durch folgenden Versuch bestätigt: 91
Füllt man ein an beiden Enden durch Korke verschlossenes Glasrohr

mit feinen Stahlfeilen und hängt es frei beweglich in der Horizontalebene auf, so ist es in jeder Lage im Gleichgewicht. Schiebt man aber die Glasröhre durch eine vom Strome durchflossene Spirale, und sind die Stahlfeile in derselben magnetisch geworden, so stellt sich die Röhre mit ihrer Axe von Nord nach Süd. Schüttet man die Stahlfeile aus der Röhre aus, reibt sie stark durch einander und füllt sie von Neuem in die Röhre, so stellt sich dieselbe beim Aufhängen nicht mehr von Nord nach Süd. Durch das Umschütteln haben die einzelnen Stahlfeile ihre Lage verlassen; die Richtung, welche sich in ihnen von Nord nach Süd stellt, ist nicht mehr in allen gleichgerichtet. Der Erdstrom kann daher die mit ihnen gefüllte Röhre nicht mehr einstellen.

92 Nach diesen Versuchen kann man annehmen, es seien durch die Einwirkung des Stromes in der Spirale in den einzelnen Molecülen eines Eisen- oder Stahlstabes galvanische Ströme von einer gewissen Intensität, sogenannte Molecularströme, erzeugt worden, welche in derselben Richtung fliessen, wie jener Strom in den Windungen der Spirale. Diese Ströme verschwinden bei Stäben von weichem Eisen nach dem Aufhören des magnetisirenden Stromes in der Spirale fast vollständig; im Stahl dauern sie mit einer, freilich geringeren Intensität fort.

93 Statt dieser Annahme könnte auch eine zweite Hypothese aufgestellt werden [1]).

Um die einzelnen Molecüle des Stahles und Eisens fliessen permanent in bestimmten Richtungen Molecularströme, welche indess

---

[1]) Ampère hat zuerst die Ansicht aufgestellt, dass um die Molecüle der magnetischen Metalle von vornherein Ströme circuliren und durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden. Er wurde hierzu durch die Beobachtung geführt, dass ein in sich geschlossener, aus mehreren Windungen bestehender Drahtkreis, welcher conaxial und concentrisch in einem etwas weiteren, von einem Strome durchflossenen Drahtkreis aufgehängt ist, von einem starken Magnet nicht abgelenkt wird, so dass in ihm keine Ströme erzeugt (inducirt) worden wären. (Journal des mines, 5, p. 537, 1821*. Receuil d'Observations, p. 164; lettre à M. van Beck, ibid. p. 170.) An letzter Stelle spricht er indess eine etwas andere Ansicht aus, wonach der Unterschied der magnetischen und unmagnetischen Metalle möglicher Weise darin läge, dass in allen Metallen Ströme um die Molecüle erregt würden, sie aber nur in ersteren verschoben werden könnten, in letzteren nicht oder nur durch sehr starke Kräfte; event. könnten sie bei Anwendung sehr bedeutender Kräfte magnetisch werden. In dem Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques 1826*, p. 372 (Nr. 8) bemerkt er nach der Entdeckung des Rotationsmagnetismus durch Arago, dass derselbe auch davon herrühren könnte, dass die Molecularströme zu ihrer Bildung resp. zu ihrem Verschwinden einer gewissen Zeit bedürften, wobei sie gerade wie magnetische Molecüle wirkten, in denen die Fluida sich allmählich immer mehr von einander trennten oder nachher wieder vereinten. Die starre Verbindung der Molecularströme mit den Molecülen der magnetischen Metalle und die Drehung mit ihnen zusammen durch magnetische Kräfte ist dann von W. Weber (Elektrodynamische Maassbest. 3, p. 557) aufgestellt worden.

in einem gewöhnlichen Stabe nach allen Richtungen durch einander liegen. Da die Wirkung dieser Ströme durch das Product ihrer Intensität mit den von ihnen umflossenen Flächen dargestellt wird (§. [illegible]), so können wir beliebige Annahmen über das gegenseitige Verhältniss dieser beiden Grössen machen, vorausgesetzt, dass das Product derselben ungeändert bleibt. Die natürlichste Annahme ist, dass in der ganzen Masse eines homogenen magnetischen Metalles sowohl die Intensitäten als auch die Flächenräume aller Molecularströme gleich sind. Ein auf der Ebene eines Molecularstromes errichtetes Loth, dessen Länge jenem Product proportional ist, wollen wir mit dem Namen seiner Axe bezeichnen.

In einem unmagnetischen Stabe liegen die Axen der Molecularströme nach allen Richtungen durch einander. Ihre Wirkungen nach aussen heben sich auf. Bei der Wirkung eines äusseren, zu der Axe des Stabes normalen, magnetisirenden Stromes drehen sich die Molecüle des Metalles so um ihren Schwerpunkt, dass die dem magnetisirenden Strom zugekehrten Seiten der Molecularströme sich demselben mehr oder weniger parallel stellen. Man kann dann die Wirkung der Ströme nach aussen in zwei Componenten zerlegen, indem man durch ihre Axen Ebenen legt, welche der Axe des Stabes parallel sind, und die Axen der Molecularströme selbst in diesen Ebenen einmal auf eine der Axe des Stabes parallele Linie und dann auf eine gegen dieselbe senkrechte Ebene projicirt. Da die verschiedenen Molecularströme vor der Einwirkung des magnetisirenden Stromes nach allen Richtungen im Stabe liegen, so wenden die letzteren Projectionen der Axen bei den verschiedenen Molecularströmen sich in den gegen die Axe des Stabes senkrechten Ebenen nach allen Richtungen hin, und so heben sich die Wirkungen der durch sie dargestellten Componenten der Molecularströme nach aussen gegenseitig auf. Die Projectionen der Axen der Molecularströme auf die der Axe des Stabes parallelen Linien stellen aber Systeme von Molecularströmen dar, welche alle normal zu jener Axe verlaufen, wie auch die in der ersten Hypothese angenommenen Molecularströme. — Nehmen wir an, dass die mittlere Grösse der Projectionen der Axen der Molecularströme auf die Axe des Stabes an allen Stellen gleich gross ist, so sind auch, da wir die Intensitäten der Molecularströme als gleich angenommen haben, die Flächenräume dieser senkrecht gegen die Axe des Stabes verlaufenden Molecularströme gleich gross. Jede Längsfaser des Stabes verhält sich dann wie ein Solenoid. — Ist die mittlere Grösse der Projectionen nach der Mitte des Stabes hin grösser, als am Ende, so verhält sich derselbe wie ein System von gleichgerichteten Solenoiden, die über einander geschoben sind, mit ihren Mitten zusammenfallen und allmählich immer kürzer werden. Dann äussert der Stab nicht nur an den Enden, sondern auch noch an den ihnen benachbarten Stellen Polarität, d. h. Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf Magnete (vergleiche §. 89).

Nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes streben die Molecularmagnete in Folge der zwischen ihnen thätigen mechanischen Molecularkräfte wieder in ihre früheren Lagen zurückzukehren; dies geschieht beim Eisen fast vollständig, beim Stahl in Folge eines der Drehung der Molecüle entgegenstehenden Widerstandes nur unvollkommen, so dass der letztere einen grösseren permanenten Magnetismus behält, als ersteres.

94 Nach einer dritten älteren Hypothese[1]) sollen in den einzelnen Molecülen des Stahles und Eisens zwei entgegengesetzte magnetische Fluida, das Nord- und Südfluidum, enthalten sein, welche, ähnlich wie die positive und negative Elektricität in den Molecülen der unelektrischen Körper, vor dem Magnetisiren mit einander verbunden sind und keine Wirkung nach aussen zeigen. Beim Magnetisiren werden während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft die Fluida in jedem Molecül von einander in der Weise geschieden, dass das Nordfluidum sich in der Richtung der Axe der magnetisirenden Spirale nach der einen, das Südfluidum nach der entgegengesetzten Seite hinwendet und an den Enden der Molecüle anhäuft. Wie bei den Elektricitäten sollen sich die gleichnamigen Fluida, Nordfluidum und Nordfluidum, oder Südfluidum und Südfluidum, einander abstossen, dagegen die ungleichnamigen Fluida, Nord- und Südfluidum, einander anziehen. — Im Inneren des Magnetstabes liegen die mit entgegengesetzten Fluidis beladenen Enden je zweier benachbarter Molecüle dicht neben einander. Ihre Wirkung nach aussen hin auf eine neben dem Magnetstab befindliche Magnetnadel hebt sich also auf, wenn die Vertheilung der Fluida in den einzelnen Molecülen in gleicher Intensität vor sich gegangen ist. Nur an den Enden des Stabes besitzen die äussersten Molecüle einerseits Nordfluidum, andererseits Südfluidum, deren Wirkung nicht durch das daneben liegende entgegengesetzte Fluidum des benachbarten Molecüls neutralisirt wird. Demnach geht die Anziehung und Abstossung eines Magnetstabes gegen einen zweiten nur von den Enden aus. Wären die Fluida der Molecüle von den Enden nach der Mitte hin in immer grösseren Mengen getrennt, so zeigte sich auch hier an den den Enden benachbarten Stellen Polarität.

Eine eigene Kraft, die Coërcitivkraft [Retentionsfähigkeit nach Lamont[2])], verhindert die von einander geschiedenen Fluida, sich nach Aufhebung der magnetisirenden Scheidungskraft wieder zu vereinigen; dieselbe ist im Stahl grösser als im Eisen, so dass letzteres nach der Entfernung aus der magnetisirenden Spirale fast vollständig den Magnetismus verliert.

---

[1]) Coulomb, De la Métherie observat. sur la phys., **43**, p. 272, 1793*; Gren. Neues Journ., **2**, p. 333*; Poisson, Mém. de l'Académie royale des Sciences, **5**, p. 248, 1825*. — [2]) Lamont, Handbuch des Magnetismus, p. 18, Leipzig 1867*.

Wiederum können wir zu dieser dritten eine vierte Hypothese hinzufügen, welche der zweiten analog ist, und nach der in den einzelnen Molecülen des Eisens und Stahles die magnetischen Fluida von vornherein permanent in bestimmten Richtungen, den magnetischen Axen der Molecüle, von einander geschieden sind, aber diese Molecüle mit ihren Axen in einem unmagnetischen Stab nach allen Richtungen durch einander liegen. Durch die Wirkung des magnetisirenden Stromes werden alle Molecüle um ihren Schwerpunkt gedreht, so dass ihre mit Nordfluidum beladenen Enden sich mehr oder weniger nach der einen, ihre mit Südfluidum beladenen Enden nach der anderen Seite der Axe der Magnetisirungsspirale richten, und so wiederum der Stab eine bestimmte Polarität erhält. An Stelle der Coërcitivkraft tritt ein Widerstand, welcher die durch den Strom gerichteten Molecüle mehr oder weniger hindert, nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren. 95

Die Axen der Molecüle liegen wie nach der zweiten, so auch nach dieser Hypothese senkrecht gegen die Ebenen der in der zweiten Hypothese angenommenen Molecularströme [1]).

In älterer Zeit nahm man auch wohl besondere magnetische Wirbel an, oder wie bei der dritten und vierten Hypothese, eine magnetische Flüssigkeit, deren einzelne Theile sich wie die Molecüle der Gase abstossen sollten, von der Materie des Eisens und Stahles aber angezogen würden, oder zwei Flüssigkeiten, welche gegenseitig eine Anziehung gegen einander ausübten. Diese Flüssigkeiten sollten durch die magnetisirenden Kräfte nach beiden Enden der magnetisirten Körper hinbewegt werden. Da sich aber jedes Theilchen des magnetisirten Eisens und Stahles magnetisch erweist, so hat zuerst Coulomb (l. c.) die Beweglichkeit der beiden magnetischen Flüssigkeiten auf die einzelnen Molecüle des Stahles und Eisens beschränkt.

Zwischen den vier aufgestellten Hypothesen ist die wahrscheinlichste zu wählen. 96

Wir werden später nachweisen, dass die in der zweiten und vierten Hypothese gemachte Annahme von Molecularmagneten, welche schon im unmagnetischen Eisen und Stahl vorhanden sind und durch die magnetisirenden Kräfte nur gerichtet werden, sehr viel wahrscheinlicher ist als die in der ersten und dritten Hypothese aufgestellte Annahme, dass die Molecularströme oder die Scheidungen der Fluida in den Molecülen erst im Moment der Magnetisirung selbst erzeugt würden.

Denn einmal wissen wir, dass im Moment des Schliessens eines Stromes in einer Drahtspirale auch in den in dieselbe hineingelegten

---

[1]) Permanente drehbare Molecularmagnete sind schon von Kirwan (Transact. Irish Acad. 6, Gilb. Ann. 6, p. 391, 1800*) angenommen; vgl. auch Ohm, Beiträge zur Molecularphysik. Nürnberg 1840.

nete beim Durchgange eines galvanischen Stromes oder des Entladungsstromes der Leydener Batterie entgegengesetzt und behalten nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes in einem Stahlstabe diese Richtung zum Theil bei. Der Stab erhält dann an beiden Enden gleiche, an der Stelle des Wechsels die entgegengesetzte Polarität, wie dies z. B. Fig. 65 (a. v. S.) zeigt. Nähert man dem Stabe von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt die Anziehung des einen oder anderen Poles derselben dieses abnorme Verhalten. Man nennt den Punkt im Stab, in welchem die Umkehrung der Polarität stattfindet, einen Folgepunkt[1]). Durch wiederholte Wechsel der Richtung der Windungen der Magnetisirungsspirale kann man leicht einen Stahlstab mit beliebig vielen Folgepunkten herstellen.

100 Will man einen Stahlstab durch den galvanischen Strom recht stark permanent magnetisiren, so müssen die Ströme in der Spirale möglichst intensiv sein und aus möglichster Nähe auf die Molecularmagnete des Stabes richtend einwirken. Da aber die letzteren auch nach der Entfernung der Spirale ihre Richtung zum Theil beibehalten, so kann man zweckmässig die Wirkung der Spirale auf einen Punkt des Stabes concentriren und sie nach einander über die verschiedenen Punkte desselben hinschieben.

Eine hierauf beruhende, sehr praktische Methode, vermittelst deren man gerade und hufeisenförmige Stahlstäbe magnetisiren kann, ist von Elias[2]) angegeben worden. Man windet eine sehr kurze, dicke Spirale von etwa 25 mm Höhe, 35 mm innerem und 105 mm äusserem Durchmesser aus einem 7 bis 8 m langen und 3 mm dicken übersponnenen Kupferdraht, leitet einen Strom hindurch und schiebt sie auf dem Stahlstabe hin und her. Zuletzt, wenn sie sich wieder in der Mitte des Stabes befindet, öffnet man den die Spirale durchfliessenden Strom und entfernt sie. An die Enden der geraden Stahlstäbe legt man hierbei zweckmässig zwei Stücke von weichem Eisen und verbindet ebenso die Pole der hufeisenförmigen Stäbe mit einem Anker von weichem Eisen. Bei dieser Methode werden nach einander die einzelnen Theile des Stahlstabes einer sehr starken magnetisirenden Kraft ausgesetzt, so dass ihre magnetischen Theilchen sich sehr stark richten.

Wird die Spirale von dem Bug zu den Polen eines Hufeisenmagnets geschoben, so wird nach Gaugain[3]) die Magnetisirung grösser, als bei umgekehrter Verschiebung, indem dabei die den Polen zunächst liegenden Theile noch zuletzt am stärksten in die magnetischen Lagen eingestellt werden. Ein Hin- und Hergang der Spirale erzeugt eine grössere Magnetisirung, als ein doppelter Gang hin oder her, weil hier-

---

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 99, 1820*; Gilb. Ann. 68, p. 319*. — [2]) Elias, Pogg. Ann. 62, p. 249, 1844*. — [3]) Gaugain, Compt. rend. 78, p. 1536, 1874*.

die neben einander liegenden Theile der Reihe nach eingestellt wer-n und sich so durch ihre Wechselwirkung in ihren gegenseitigen Lagen thalten.

Bei Aufliegen des Ankers ist die Maximalmagnetisirung nach 20 bis) Hin- und Hergängen etwa viermal so gross, als ohne Anker und ach einem Gange vom Pol zur Biegung.

Böttger[1]) hat diese Methode für hufeisenförmige Stahlstäbe in der Weise abgeändert, dass er der aus dünnem Blech geformten Spirale eine -Form giebt, den Strom hindurch leitet und die Schenkel des Huf-ens gleichzeitig durch beide Oeffnungen der Spirale führt; indess wird ierbei der Absicht nicht ganz entsprochen, die Wirkung aller Win-dungen der Spirale in jedem Augenblicke nur auf eine einzige Stelle des Stahlhufeisens wirken zu lassen.

Schon in den älteren Zeiten übertrug man den Magnetismus der 101
natürlichen Magnete auf Stahlstäbe und von diesen auf andere Stahlstäbe. Wir wollen hier nur die gebräuchlichsten dieser Methoden beschreiben, von denen die erste die des sogenannten „einfachen Striches" ist[2]).

Man setzt auf die Mitte des zu magnetisirenden Stabes den magne-tisirenden Magnet mit dem einen Pole auf und streicht den Stab bis zu einem einen Ende, hebt sodann den Magnetpol ab und wiederholt das Streichen. Nachher setzt man den entgegengesetzten Pol auf die Mitte des Stahlstabes und streicht damit in gleicher Weise die andere Hälfte desselben. Man wiederholt dieses Verfahren, bis sich der durch Ablen-kung einer frei aufgehängten Magnetnadel gemessene Magnetismus nicht mehr ändert. Der Stab erhält dann an dem mit dem Südpol des Magnetes gestrichenen Ende einen Nordpol, an dem mit dem Nordpol gestrichenen einen Südpol. Hierbei wird indess meist die Polarität des zuletzt gestrichenen Endes des Stabes etwas stärker, als die des anderen, und man erhält schwierig das Maximum der Magnetisirung.

Schneller wird ein Stahlstab magnetisirt, wenn man gleichzeitig seine beiden Hälften streicht. Man setzt neben einander auf die Mitte des Stahlstabes zwei Magnetstäbe mit ihren entgegengesetzten Polen auf, dass sie fast horizontal liegen, fährt mit ihnen bis zu den beiden Enden des Stahlstabes, hebt die Pole ab, setzt sie wieder auf die Mitte auf, streicht bis zu den Enden und wiederholt dieses Verfahren, bis der Stahlstab das Maximum des Magnetismus erreicht hat. Man bezeichnet diese Magnetisirungsmethode mit dem Namen des „Doppelstriches mit getrennten Magneten" [3]).

Hierbei werden die einzelnen magnetischen Molecüle der Stäbe so gerichtet, dass sie ihre ungleichnamigen Pole dem Pole des streichenden

[1]) Böttger, Pogg. Ann. 67, p. 112*; Elias, Pogg. Ann. 67, p. 356, 1846*. — Gilbert, de magnete. Die weitere Literatur s. u. A. in Gehler's Wörter-b. 6, p. 2, 1836*, und Lamont, Handbuch des Magnetismus. Leipzig 7*. — [3]) Knight, Canton, Phil. Trans. 1751, p. 34.

Magnetes zuwenden und nach der Entfernung desselben ihre Lage theilweise beibehalten. Durch wiederholtes Streichen werden die Theilchen immer vollständiger gerichtet. — Nach der Hypothese der magnetischen Fluida wird durch das an dem Pol des streichenden Magnetes angehäufte Fluidum eine Scheidung der Fluida der einzelnen Molecüle des gestrichenen Magnetes bewirkt, und das dem Fluidum des streichenden Magnetpoles ungleichnamige Fluidum zu demselben hingezogen, das gleichnamige abgestossen. Nach der Entfernung des streichenden Magnetes bleibt durch die Coërcitivkraft diese Scheidung der Fluida zum Theil bestehen.

102 Eine andere, sehr viel vortheilhaftere Methode der Magnetisirung ist die durch den „Doppelstrich mit zwei vereinten Magneten", welcher zuerst von Michell [1]) angegeben worden ist.

Man legt zwei Magnetstäbe (von denen jeder aus mehreren, in gleichem Sinne magnetisirten Lamellen bestehen kann) so neben einander, dass ihre ungleichnamigen Pole mit einander in Berührung sind, bindet sie an den einen Enden zusammen und trennt sie an den anderen Enden durch ein zwischengepresstes Stückchen Metall oder Holz. Man setzt diesen Doppelstab mit den letzteren Enden auf die Mitte des zu magnetisirenden Stahlstabes so auf, dass die neben einander liegenden Pole nach den Enden des letzteren gerichtet sind, und fährt nach beiden Seiten abwechsend hin und her. Zweckmässiger kann man statt der zusammengebundenen Stäbe einen hufeisenförmigen Stahlmagnet verwenden, den man mit seinen beiden Polen auf den Stahlstab aufsetzt und darauf hin- und herzieht. Auch kann man bei der Magnetisirung grösserer Stäbe einen kräftigen Elektromagnet benutzen, auf dessen Pole man den zu magnetisirenden Stab auflegt und hin- und herschiebt.

Markus [2]) legt auf die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes zwei in einem stumpfen Winkel bis auf einen Zoll zusammenlaufende Eisenstäbe, legt auf ihren Convergenzpunkt den der Verbindungslinie der Magnetpole parallelen Stahlstab mit seiner Mitte auf und schiebt ihn in der Richtung seiner Axe hin und her.

In diesen Fällen dient der zwischen den Polen des magnetisirenden Magnetes befindliche Theil des Stahlstabes als Anker und nimmt an der dem Südpol des Magnetes entsprechenden Seite Nordpolarität, an der dem Nordpol entsprechenden Südpolarität an. Beim Hin- und Herziehen werden alle einzelnen Theile des Stahles auf diese Weise erst temporär magnetisirt und behalten dann einen Theil des Magnetismus permanent bei. — Man thut gut, nach einander die verschiedenen Seiten des zu magnetisirenden Stabes zu streichen.

---

[1]) J. Michell, A treatise on artificial magnets. Cambridge 1751*. — [2]) Markus, Pogg. Ann. 106, p. 646, 1859*.

Eine ähnliche Beschleunigung und Verstärkung der Magnetisirung wie beim Doppelstrich erhält man, wenn man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei grössere Stahl- oder Eisenmassen bringt und letztere mit ihm zugleich magnetisirt. Hierbei wird durch die in ihnen entstehende Polarität der Magnetismus des Stahlstabes verstärkt, indem die in ihnen gerichteten magnetischen Molecüle auf die Molecüle des letzteren zurückwirken und sie stärker, als vorher, in die magnetischen Lagen richten. 103

Auf diese Weise hat zuerst Michell (l. c.) eine Reihe von Stahlstäben mit ihren Enden in gerader Linie an einander gelegt und sie wie einen einzigen Stab magnetisirt. Da hierbei die Stäbe an den Enden schwächer magnetisch werden, als die in der Mitte liegenden (siehe im Capitel: Gesetze der Elektromagnete), so wechselt man während des Streichens öfter ihre Reihenfolge.

Statt dieses Verfahrens bindet Le Maire [1]) den zu magnetisirenden Stahlstab in der Mitte auf einen zwei- bis dreimal längeren Stab auf, so dass die Axen der Stäbe parallel sind, und magnetisirt beide gleichzeitig. Auch hier ist der kleinere Stab beiderseits von gleichartig magnetisirten Stahlmassen umgeben, von denen er selbst wiederum magnetisch polarisirt wird.

Noch besser kann man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei starke Magnetstäbe A und B legen, deren entgegengesetzte Pole dem ersteren zugekehrt sind, oder ihn auf diese Pole so hinauflegen, dass seine Enden letztere etwa $^1/_2$ Zoll weit bedecken. Man magnetisirt den Stahlstab vermittelst des einfachen oder Doppelstriches so, dass sein dem anliegenden Nordpol des Magnetstabes A entsprechendes Ende durch das Streichen einen Südpol, und umgekehrt sein dem Südpol des Stabes B zugekehrtes Ende einen Nordpol erhält [2]).

Auch auf andere Weise kann man erreichen, dass die magnetisirten Stäbe stets von anderen, in gleicher Richtung magnetisirten Massen begrenzt sind. So legt man, nach Canton (l. c.), zwei Stahlstäbe in einem Abstande von etwa $^1/_4$ Zoll parallel neben einander, und verbindet ihre Enden durch zwei Eisenstücke zu einem „Magazin". Jeder der beiden Stahlstäbe wird durch den Doppelstrich vermittelst zweier, an dem einen Ende durch ein Stückchen Holz getrennter Magnete (oder eines Hufeisenmagnetes) so magnetisirt, dass der eine der Stäbe an dem Ende einen Südpol erhält, wo sich der Nordpol des anderen gebildet hat. Die magnetisirenden Magnete lässt man in der Mitte der magnetisirten Stäbe seitwärts abgleiten.

Auch kann man nach Aepinus [3]) vier Stahlstäbe zu einem Rechteck zusammenlegen und alle einzeln nach der eben angegebenen Methode magnetisiren, oder auch mit einem mit beiden Polen aufgesetzten

---

[1]) Le Maire, Mém. de l'Acad. 1745, p. 181*. — [2]) Coulomb, l. c. — [3]) Aepinus, Gehler's Wörterb. 6 [2], p. 920*.

Hufeisenmagnet im Kreise auf den vier Stäben herumfahren, so dass der eine Pol desselben dem anderen auf seinem Wege folgt. Diese Art des Streichens nennt man den „Kreisstrich“.

104 Einen hufeisenförmigen Stahlstab kann man in gleicher Weise magnetisiren, indem man die Enden seiner Schenkel mit einem Anker von weichem Eisen verbindet, oder gegen dieselben die Enden der Schenkel eines zweiten hufeisenförmigen Stahlstabes legt, auf eine Stelle dieses geschlossenen Kreises die Pole eines Hufeisenmagnetes oder zweier in entgegengesetzter Lage an einander gebundener Stabmagnete aufsetzt und sie so im Kreise herumführt [1]).

Man kann auch nach Hoffer [2]) auf den hufeisenförmigen, durch einen Anker von weichem Eisen geschlossenen Stab einen zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet so aufsetzen, dass die beiden Pole des letzteren auf den beiden Enden der Arme des ersteren senkrecht zu stehen kommen, den Stahlmagnet über die Arme des zu magnetisirenden Hufeisens hinziehen und an der Biegung desselben abgleiten lassen; sodann den Stahlmagnet wiederum aufsetzen und die gleiche Streichmethode wiederholen. Der zu magnetisirende Stab erhält an dem Ende desjenigen Armes einen Nordpol, auf welchem sich der Nordpol des streichenden Magnetes befand und umgekehrt.

Setzt man dagegen die Pole des streichenden Magnetes auf die beiden Arme des zu magnetisirenden Hufeisens in der Nähe der Biegung auf und zieht denselben langsam bis zum Ende der Arme des letzteren hin, lässt ihn dort abgleiten und wiederholt dieses Verfahren, so erhält der mit dem Nordpol des Magnetes gestrichene Arm des Hufeisens an seinem Ende einen Südpol und umgekehrt. Hierbei hat man nicht nöthig, die Arme des Hufeisens mit einem Anker von weichem Eisen zu verbinden.

Gewöhnlich empfiehlt man indess, einen Hufeisenmagnet von Stahl so zu streichen, dass der Kreis des Eisens und Stahles nie geöffnet wird. Man soll also z. B. nach Mohr [3]) an die Schenkel des Hufeisens einen Anker von weichem Eisen legen, darauf mit einem zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet auf beiden Schenkeln von der Biegung bis zu den Enden streichen, gegen die Pole des streichenden Magnetes einen Anker legen und den streichenden Magnet dann erst abheben.

Streicht man indess einen hufeisenförmigen Stahlmagnet mit vorgelegtem Eisenanker, so können nach dem Entfernen desselben leicht Folgepunkte im Magnet entstehen. Da die magnetischen Molecüle des weichen Eisens leichter ihre Lage ändern, als die des Stahles, so wird der beim Streichen durch die Wirkung des Magnetes im Anker erzeugte Magnetismus besonders stark und richtet rückwirkend die ihm zunächst

---

[1]) Trullard, Gehler's Wörterb. l. c. — [2]) Hoffer, Dove's Rep. 2, p. 144, 1838*. — [3]) Mohr, Pogg. Ann. 36, p. 542, 1835*.

genden Theile des Magnetes an seinen Polflächen. An den von letzren entfernter liegenden Stellen des Stahlmagnetes befördert die gegenitige Einwirkung nicht so stark die durch das Streichen bedingte Einellung der Axen der Theilchen in die der Axe des Magnetes parallele agnetische Lage. So kann das magnetische Moment der Stahltheilchen u den Polen grösser werden, als in der Mitte zwischen denselben. eisst man den Anker ab, so werden zwar namentlich die an den Polen iegenden Theilchen nicht mehr durch die Wirkung des Ankers in ihrer agnetischen Lage gehalten und kehren bis zu einem gewissen Grade in hre unmagnetische Gleichgewichtslage zurück. Immerhin kann indess as magnetische Moment der den Polen näher liegenden Theile noch rösser bleiben, als das Moment der in der Mitte zwischen beiden Polen efindlichen Theile. Der Stahlmagnet besitzt dann Folgepunkte [1]), wie ir dies später näher begründen werden.

Um die Bildung derselben zu vermeiden, thut man besser, den agnet ohne Anlegen des Ankers zu magnetisiren, und dann erst den nker an seine Pole zu legen.

Als eine sehr gute Methode empfiehlt Sinsteden (l. c.), den zu agnetisirenden Stahlmagnet mit seinen Schenkeln auf die Schenkel ines Elektromagnetes zu stellen und von Zeit zu Zeit mit einem dicken isenstück von der Biegung zu seinen Polen hinzustreichen. Man soll ie den Elektromagnet erregende Batterie öfter öffnen und schliessen, odurch die Theilchen des Stahles leichter beweglich werden. Man hebt ndlich den Magnet vom Elektromagnet ab, indem man ihn erst auf die ante neigt, auf die Pole des Elektromagnetes ein Stück Pappe schiebt, en Magnet aufwärts beugt, dass er auf letzterem zu stehen kommt, nd ihn endlich ganz allmählich vom Elektromagnet entfernt.

Bei Anwendung starker Elektromagnete braucht man übrigens nur ie Schenkel des zu magnetisirenden Hufeisens von Stahl mehrere Male uf die Pole des ersteren aufzulegen und abzuziehen, um das Maximum er Magnetisirung zu erhalten. Dabei ist es zweckmässig, das Stahlufeisen durch Schläge zu erschüttern. Hat man häufiger Stahlhufeisen on verschiedenen Dimensionen zu magnetisiren, so kann man leicht inen Elektromagnet construiren, dessen beide Schenkel sich auf einem eichen Eisenprisma verschieben und so in die geeignete Entfernung ringen lassen [2]). Es genügt indess hierzu schon das Auflegen von prisatischen Eisenstücken (sogenannten Halbankern) auf die Pole des geebenen Elektromagnetes, deren Abstand nach Bedarf abgeändert wird.

Eine eigenthümliche Methode, bei welcher der Stahl einen sehr star- 105
n permanenten Magnetismus annehmen soll, ist zuerst von Robinson [3]),

---

[1]) Vergl. Sinsteden, Pogg. Ann. 76, p. 43, 1849*. — [2]) Carl, Rep. 3, 82, 1867*. — [3]) Robinson, Encyclop. Britann. [4] 12, p. 375; Gehler's örterbuch 6, [2] p. 930*.

dann mit geringen Abänderungen von Aimé[1]) und Hamann[2]) vorgeschlagen worden. Danach soll man die zu magnetisirenden Stahlstäbe rothglühend zwischen die ungleichnamigen Pole zweier Magnete oder eines hufeisenförmigen Magnetes bringen und sie zwischen denselben ablöschen.

Nach Versuchen von W. Holtz[3]) sind in der That die während der Härtung magnetisirten Stäbe viel stärker magnetisch, als nach der Härtung magnetisirte, bei starker magnetisirender Kraft fast doppelt, bei schwacher bis zu dreimal so stark. Bei sehr grossen magnetisirenden Kräften bietet die Magnetisirung während der Härtung keinen Vortheil, sondern sogar einen Nachtheil; der Umschlag tritt mit zunehmender Dicke der Stäbe früher ein.

Am grössten ist die Ueberlegenheit der Magnetisirung während der Härtung, wenn man bei schwacher magnetisirender Kraft die Stäbe nur vor die Magnetisirungsspirale hält, wo also die Theilchen fast nur durch ihre gegenseitige Wirkung magnetisirt werden.

Wird ein harter Stahlstab stark erhitzt, dann in einem Sandbade bis zur Blaufärbung abgekühlt und in einer Spirale magnetisirt, so ist nach Jamin[4]) seine temporäre Tragkraft etwas kleiner als in der Kälte. Nach dem Oeffnen ist aber seine permanente Tragkraft (109) grösser, wenn der magnetisirende Strom vor dem Erkalten geöffnet wird, als wenn der Stab nach der Abkühlung magnetisirt wird (54). Indess nimmt die Tragkraft T schnell mit der Zeit und nach x mal wiederholtem Abreissen ab, und zwar nach dem Gesetz der Curve $T = e^{-ax}$ (s. w. u.). Wird der Stab von Neuem bei niederer Temperatur magnetisirt, so wird der temporäre Magnetismus grösser, der permanente kleiner; er verliert sich aber langsamer bei dem völligen Abkühlen und bei wiederholtem Abreissen, so dass der Stab zuletzt doch noch einen grösseren permanenten Magnetismus behält.

106 Bei der Temperaturerhöhung werden einmal die einzelnen Theilchen der Stäbe leichter beweglich, sie folgen also dem Zuge der magnetisirenden Kräfte rascher, zugleich aber nimmt der Magnetismus jedes einzelnen Theilchens ab. Bei schwachen magnetisirenden Kräften, wo die Molecüle noch wenig in die axiale Richtung gestellt sind, überwiegt erstere Wirkung der Erwärmung; bei starken Kräften, wenn die Molecüle schon die nahezu axiale Lage angenommen haben, der letztere Einfluss. Die so abgelenkten Molecüle behalten beim Härten mehr oder weniger ihre Lagen bei. Wird der magnetisirende Strom geöffnet, so springen die Molecüle partiell in ihre Lagen zurück, indess müssen dabei die ob-

[1]) Aimé, Ann. de Chim. et de Phys. 57, p. 442, 1834*; Pogg. Ann. 35, p. 206, 1835*. — [2]) Hamann, Pogg. Ann. 85, p. 464, 1852*, und schon früher bei der Magnetisirung durch die Erde Pönitz, Gilb. Ann. 67, p. 319, 1821*, und auch Knight. — [3]) W. Holtz, Wied. Ann. 7, p. 71, 1879*. — [4]) Jamin, Compt. rend. 77, p. 1445, 1873*.

n Einflüsse ebenfalls ihre Wirkung äussern (vergleiche das Capitel Be- ehungen des Magnetismus zur Wärme).

Geschmolzenes Gusseisen, welches in Formen gegossen wird, die 107
Spiralen eingesenkt sind, durch welche ein Strom geleitet wird, be- ält nach dem Erkalten ebenfalls permanenten Magnetismus.

Auch Magneteisenstein soll sich beim Ablöschen unter dem Ein- luss einer magnetisirenden Kraft stark magnetisiren. Nach Aimé und Billaud [1]) würde man ihn hierbei besser langsam erkalten lassen.

Von wesentlichem Einfluss auf die Stärke des erzeugten permanenten 108
Magnetimus ist es, ob während der Magnetisirung die Stahlstäbe er- schüttert werden (vgl. §. 104). Durch Erschütterungen, z. B. Schläge u. s. f., während des Magnetisirens vermehrt sich der temporäre Magnetismus, indem dadurch die magnetischen Molecüle beweglicher werden und stärker dem Zuge der magnetisirenden Kraft folgen. Nachher behalten sie auch mehr permanenten Magnetismus bei. Ein Eisendraht [2]), welcher zwischen die Pole eines Magnetes gebracht, keinen merklichen perma- nenten Magnetismus annimmt, erhält solchen, wenn man ihn mit ver- schiedenen Körpern schlägt.

Aus demselben Grunde werden Stahlstäbe viel stärker magnetisch, wenn man die magnetisirenden Magnete mit starker Reibung an ihnen entlang führt. Deshalb magnetisiren sich rauhe Stäbe stärker als glatte. Sind die Stäbe mit Oel oder einem Goldblättchen [3]) bedeckt, so werden die bei dem Magnetisiren hervorgebrachten Erschütterungen schwächer, und ebenso auch die Magnetisirung.

Lässt man einen zwischen zwei Magnete gelegten Stahlstab, nach- dem man ihm durch Streichen einen schwachen Magnetismus ertheilt hat, noch länger zwischen denselben liegen, so nimmt sein Magnetis- mus zu [4]), indem er wohl auch hier im Verlauf der Zeit grössere und kleinere Erschütterungen erleidet.

Möglichst innige Berührung der aneinander gelegten Eisen- und Stahl- massen befördert bei allen diesen Methoden die Magnetisirung sehr, da die Vertheilung des Magnetismus im Eisen und Stahl durch einen be- stimmten Magnet sehr schnell mit der Entfernung abnimmt.

Es ist zu entscheiden, welche von den angeführten Magnetisirungs- 109
methoden die empfehlenswerthere sei. — In Bezug auf das Magnetisiren durch Streichen hat Moser [5]) Versuche angestellt, indem er parallel- epipedische Nadeln von etwa 190 g (12 Loth) Gewicht mit zwei nicht

---

[1]) Billaud, Compt. rend. 17, p. 248, 1843*; Pogg. Ann. 60, p. 319*. — De Haldat, Ann. de Chim. 42, p. 42, 1829*. — [3]) Robinson, Encyclop. ...brit. [4] 12, p. 355. Gehler's Wörterbuch 6, p. 923*. — [4]) Du Hamel, ... de l'Acad. 1750, p. 154*. — [5]) Moser, Dove's Repert. 2, p. 141, 1838*.

sehr starken Magnetstäben strich und ihre Oscillationsdauer bestimmte. Dieselbe betrug im Minimum für 10 Schwingungen:

1. Beim Magnetisiren nach der Methode von Knight, wobei die magnetisirenden Stäbe schräg von der Mitte gegen das Ende der zu magnetisirenden Nadeln geführt wurden 148,7″
2. Bei gleicher Magnetisirung, während sich Eisenstücke unter den Enden der Nadeln befanden . . . . . . 146,3″
3. Bei derselben Methode, als die Eisenstücke andererseits durch eine schon magnetisirte Nadel verbunden wurden 121,3″
4. Beim Magnetisiren nach Michell's Methode durch den Doppelstrich mit vorgelegten Eisenstäben, die sich auf den entgegengesetzten Seiten einander berührten . . . 111,3″
5. Desgleichen mit Anwendung eines Stahlmagnetes von Hufeisenform . . . . 101,9″
6. Beim Magnetisiren des ad 4 beschriebenen Magazins vermittelst dieses letzteren Magnetes mit dem Kreisstrich . 87,5″
7. Die Nadeln wurden als Anker auf zwei auf die Pole eines Elektromagnetes gelegte Eisenstücke gelegt, sodann mit dem Stahlhufeisen gestrichen, die Eisenstücke nach aussen geschoben, und so die Nadeln vom Magnet entfernt. Die Oscillationsdauer betrug . . . . 80,0″

Der Kreisstrich liefert also günstigere Resultate, als die übrigen früheren Magnetisirungsmethoden, wie sich auch erwarten lässt, da hierbei die Theilchen am vollständigsten gerichtet werden. Indess ist die Anwendung des Elektromagnetes noch viel vortheilhafter.

Wir können ferner fragen, ob man mit Hülfe eines galvanischen Stromes von bestimmter Intensität einen Stahlstab stärker magnetisiren kann, wenn man den Strom direct verwendet, ihn also z. B. durch eine Elias'sche Spirale leitet und diese über den Stahlstab hinschiebt, oder wenn man durch den Strom erst einen Eisenstab zum Elektromagnet macht und an ihm den Stahlstab streicht. Nach mehreren Versuchen von Frick [1]) ist die letztere Methode vorzuziehen. Auch wenn man einen magnetisirten Stahlstab durch eine Elias'sche Spirale führt, durch welche man den Strom in entgegengetzter Richtung leitet, wie bei der Magnetisirung, oder den Stab durch einen Elektromagnet in entgegengesetzter Richtung streicht, wie beim Magnetisiren, wird die Polarität des Stabes durch das letztere Verfahren leichter umgekehrt, als durch das erstere.

110 Durch die Einwirkung des Erdmagnetismus wird gleichfalls ein Eisen- und Stahlstab temporär magnetisirt und behält, wenn man die

[1]) Frick, Pogg. Ann. 77, p. 537, 1849*.

Einwirkung aufhören lässt, je nach seinem Stoff einen kleineren oder grösseren Theil des in ihm erzeugten Magnetismus bei.

Bringt man einen etwa 1 m langen und 1 cm dicken Eisen- oder Stahlstab in die Richtung der Inclinationsnadel und nähert seinen Enden eine kleine, auf einem Achathütchen schwebende Magnetnadel, so erweist sich sein oberes Ende südpolar, sein unteres Ende nordpolar magnetisch. Wird der Stab nachher in eine gegen die Richtung der Inclinationsnadel senkrechte Lage gebracht, so verschwindet beim Eisen der temporäre Magnetismus, „der Magnetismus der Lage", wieder. Ein Stahlstab behält dagegen einen Theil des Magnetismus permanent bei. Erschüttert man den Stahlstab, während er sich in der Inclinationslage befindet, durch Schläge, durch Feilen oder Biegen, so vermehrt sich der permanente Magnetismus, da die Theilchen des Stabes hierdurch beweglicher werden und leichter den sie richtenden Kräften des Erdmagnetismus folgen [1]).

Befindet sich ein Eisen- oder Stahlstab mit seiner Axe nicht in der Richtung der Inclinationsnadel, so ist der nach der Richtung der Axe des Stabes vertheilte Magnetismus geringer, als vorher. Stellt man bei verschiedenen Neigungen gegen die Inclinationsrichtung dem einen oder anderen Ende des Stabes in gleicher Entfernung eine Magnetnadel gegenüber, so entspricht die Tangente ihres Ablenkungswinkels dem Magnetismus des Stabes. Derselbe ist, wie sich aus der directen Betrachtung ableitet, proportional dem Cosinus der Neigung des Stabes gegen die Inclinationsrichtung. Dieses Resultat ist auch durch Versuche von Baden-Powell [2]) bestätigt worden, bei denen die in verschiedenen Lagen gehaltenen Stäbe je um gleiche Winkel tordirt wurden, um sie stärker zu magnetisiren.

Durch diese Magnetisirung in Folge der Einwirkung des Erdmagnetismus erweisen sich häufig stählerne Instrumente, Feilen, Sägen u. s. f., welche vielfache Erschütterungen erlitten, oder stählerne Stangen, welche längere Zeit in nahe verticaler Richtung gestanden haben, permanent magnetisch. Diese Beobachtungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Auf dieser Magnetisirungsart scheint es auch zu beruhen, dass Greiss [3]) Drehspäne von Gussstahl und weichem Eisen permanent magnetisch fand, und zwar war bei allen der Südpol da, wo das Abdrehen begonnen hatte, also auf der Seite, wo der scharfe Rand des Spanes lag. Waren die Späne, vom Südpol aus gesehen, im Sinne der Drehung des Uhrzeigers gewunden, so zeigten sie einen stärkeren Magnetismus, als bei umgekehrter Windung. Wahrscheinlich sind auch diese Erscheinungen dadurch bedingt, dass die Späne beim Abdrehen

---

1) Gilbert, De Magnete. Scoresby, Phil. Trans. 1822*. 2, p. 241*. — 2) Baden-Powell, Annals of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. 73, p. 245, 1823*. — 3) Greiss, Pogg. Ann. 123, p. 176, 1864*.

in eine gegen die Richtung der erdmagnetischen Kraft geneigte Lage kamen.

Es ist von vorn herein klar, dass, wenn man Stahlstäbe in geeigneter Weise mit einem in der Richtung der Inclinationsnadel gehaltenen Eisenstabe streicht, der temporäre Magnetismus des Eisenstabes in den Stahlstäben permanenten Magnetismus hervorrufen kann [1]).

III. Verhalten zweier Magnete gegen einander.

111 Wir haben schon §. 89 und 93 angeführt, dass im Wesentlichen die Wirkungen je zweier benachbarter Pole der magnetischen Molecüle eines Magnetstabes nach aussen sich nahezu aufheben und daher fast nur die Wirkung der Pole der an den Enden desselben befindlichen Molecüle übrig bleibt. Nehmen wir nach der Theorie der magnetischen Fluida an, dass in jedem Molecül die Fluida $\pm\mu$ von einander geschieden sind, so wirkt der Magnetstab auf einen anderen, wie wenn an seinen Enden nur die Fluida $+\mu$ und $-\mu$ angehäuft wären. Besitzt der andere Stab an seinen Enden die Fluida $+m$ und $-m$, so ist zu bestimmen, nach welchem Gesetz der Entfernung die Fluida $+\mu$ und $-m$, $-\mu$ und $+m$ sich anziehen, die Fluida $+\mu$ und $+m$, $-\mu$ und $-m$ sich abstossen.

Wir erwähnen hier nur kurz die wichtigsten Untersuchungen über diesen Gegenstand, welche von Coulomb, Bidone, Scoresby und Gauss angestellt sind [2]).

112 Coulomb [3]) hängte zuerst eine durch den Doppelstrich magnetisirte Magnetnadel von 3 Zoll Länge horizontal an einem Coconfaden auf und stellte in der Richtung des magnetischen Meridians einen verticalen

---

[1]) Antheaulme, Mém. sur les aimans artificiels, Paris 1760*; Gehler's Wörterb. 6, [2] p. 918*. Die Angabe von Tommasi (Compt. rend. 80, p. 1007, 1875*), dass ein Eisenkern, welcher mit einem spiralförmigen Kupferrohr umwunden ist, beim Durchleiten eines Stromes von Wasserdampf von 5 bis 6 Atmosphären Druck magnetisirt wird, hat sich nicht bestätigt. Allenfalls könnte die an der Ausströmungsöffnung erzeugte Dampfelektricität beim Rückfliessen durch das Rohr eine Magnetisirung bewirken.

[2]) Die ältesten dieser Untersuchungen, welche annähernd das richtige Gesetz ergaben, sind von Tobias Mayer im Jahre 1760, von Lambert (1766) und namentlich von Dalla Bella in Lissabon in den Jahren 1768 bis 1781 angestellt, indem er Eisenmassen oder einen natürlichen Magnetstein mit seinem Südpol nach unten an den einen Arm eines Wagebalkens hängte, sie so einem sehr grossen natürlichen Magnet näherte und in verschiedenen Entfernungen durch Gewichte äquilibrirte. Die Literatur s. u. A. in Gehler's Wörterbuch 6, [2] p. 744 ff.; Lamont, Magnetismus, p. 66 u. f.* — [3]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 587, 1788*.

25 Zoll langen, $1^1/_2$ Linien dicken, harten und magnetisirten Stahlstab in einiger Entfernung vor ihr auf. Der Stab wurde in verschiedener Höhe vor der Nadel befestigt, und die Zahl ihrer Schwingungen gezählt. Sie ergab sich im Maximum, als sich das untere Ende des Stabes etwa 1 Zoll unter dem Niveau der Nadel befand; ebenso wurde der Stab in der, auf den magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal vor die Magnetnadel gebracht und so lange verschoben, bis sie sich wieder im Meridian befand. Auf diese Weise wurde der Beweis für die (nicht ganz richtige) Annahme geliefert, dass die magnetischen Fluida im Stahlstab an beiden Enden desselben auf etwa 2 Zoll concentrirt seien und die als die Pole angesehenen Mittelpunkte ihrer Wirkungen bei den betreffenden Entfernungen des Stabes von der Nadel etwa 10 Linien vom Ende abliegen.

Darauf wurde eine 1 Zoll lange Stahlnadel von 70 Gran Schwere an einem 3 Linien langen Coconfaden aufgehängt, und ihr in der Ebene des magnetischen Meridians der 25 Zoll lange verticale Stab gegenübergestellt, so dass sein unterer, dem gegenüberliegenden Pol der Nadel ungleichnamiger Pol in der gleichen Ebene mit letzterer lag.

Bei verschiedener Entfernung dieses Poles von dem Mittelpunkte der Nadel ergab sich die Zahl ihrer Schwingungen in einer Minute:

Ohne den verticalen Stab . . .	15
Abstand 4 Zoll	41
„ 8 „	24
„ 16 „	17

Bei diesen Schwingungen verhält sich die magnetische Nadel wie ein gewöhnliches Pendel, welches, statt durch die Schwerkraft g, einmal durch den Zug der horizontalen Componente H des Erdmagnetismus, dann durch den gemeinschaftlichen Zug desselben und des vor der Nadel befindlichen Magnetpoles $H + W$ in Bewegung gesetzt wird.

Die Zeiten der Schwingungen verhalten sich also in beiden Fällen umgekehrt, die betreffenden Zahlen der Schwingungen Z_H und Z_{H+W} in einer gegebenen Zeit direct wie die Quadratwurzeln der wirkenden Kräfte. Es ist somit

$$Z_H = const\,\sqrt{H},\quad Z_{H+W} = const\,\sqrt{H + W}$$

d. i.

$$W = Const\,(Z^2_{H+W} - Z^2_H).$$

Nimmt man an, dass die abstossenden und anziehenden Wirkungen in dem Mittelpunkt der Nadel concentrirt gedacht werden dürfen, so erhält man auf diese Weise die Wirkung W:

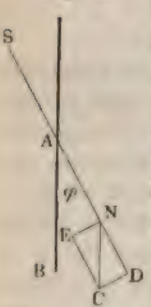
Abstand	4	8	16
W	$41^2 - 15^2$	$24^2 - 15^2$	$17^2 - 15^2$
	= 1456	351	64

Diese Zahlen verhalten sich nahezu umgekehrt wie die Quadra der Abstände. Nur die letzte Zahl ist etwas zu klein, da bei dem b treffenden Versuche bei der weiteren Entfernung des verticalen Draht von der Nadel auch die sonst nahezu zu vernachlässigende abstossen Wirkung des oberen Poles hervortritt. Corrigirt man die Zahlen m Rücksicht hierauf, so erhält man 1456, 331, 79, welche Zahlen si sehr nahe umgekehrt wie 1 : 4 : 16 verhalten.

113 Bei anderen Versuchen[1]) wurde in einem viereckigen Kasten a einem an dem Kopf einer Drehwage befestigten dünnen Kupferdraht ei Magnetnadel von 22 Zoll Länge und $1^1/_4$ Linie Durchmesser so au gehängt, dass der Draht ohne Torsion war, als die Nadel sich im mag netischen Meridian befand. — Dies wurde erreicht, indem erst di Nadel durch eine Kupfernadel von gleichem Gewicht ersetzt, und de Faden der Drehwage so gedreht wurde, dass dieselbe sich in jener Ric tung einstellte, und nun die Kupfernadel mit der Magnetnadel ve tauscht wurde.

Wurde zuerst der Kopf der Drehwage um 1, 2, 3, 4, 5, $5^1/_2$ m 360 Grade gedreht, so wich die Nadel um $10^1/_2$, $21^1/_4$, 33°, 46°, $63^1/_2$, 8 aus dem Meridian. Es ergiebt sich hieraus, dass die Drehungswinkel, d. die Kräfte, welche die Nadel in den Meridian zurückzuführen strebe sich wie die Sinus ihrer Ablenkungen verhalten; also auch die Resu tante der von der Erde aus auf die Nadel wir kenden Kräfte constant und parallel dem mag netischen Meridian gerichtet ist und stets dur denselben Punkt der Nadel geht.

Fig. 66.



Denn bezeichnet NS die Lage der durch die Torsio des Fadens um den Winkel φ aus dem magnetischen Mer dian AB abgelenkten Magnetnadel, und ist NC die Grös und Richtung der z. B. auf den Pol N wirkenden, de Meridian parallelen erdmagnetischen Kraft, so kann ma NC in zwei Componenten ND und NE zerlegen, von dene die erste ND in der Richtung der Axe der Nadel wir und durch die in entgegengesetzter Richtung ziehend Componente der an dem Pol S wirkenden Kraft des Erdmagnetism aufgehoben wird, die zweite NE auf der Nadel senkrecht steht, und s in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt. Es ist aber N $= NC . \sin \varphi$.

Wurde nun ein verticaler magnetischer Stahldraht von 24″ Län und $1^1/_2$‴ Durchmesser in der Ebene des magnetischen Meridians m seinem Nordpol dem Nordpol eines gleichen, in der Drehwage aufgehän ten dünnen Stabes gegenübergestellt, so wich der letztere um 24° vo Meridian aus, bei Zurückdrehung des Kopfes der Drehwage um 3 × 36

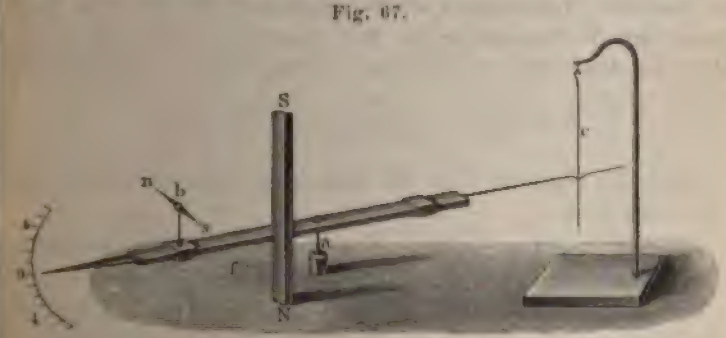
[1]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 603 ff.*

n 17°, bei Zurückdrehung um $8 \times 360°$ um 12°. Befand sich der ab im Meridian ohne den verticalen Draht, und wurde der Kopf der rehwage um $2 \times 360°$ gedreht, so wich der Stab hierbei um 20° ab. er Faden der Drehwage hatte also dabei eine Drehung von 700° erlten. Um daher den Stab um 24° zurückzudrehen, wäre eine Drehung n 864° nöthig gewesen; ebenso hätte die Drehung bei den folgenden rsuchen 1692 und 3312° betragen sollen. Diese Werthe entsprechen n Abstossungskräften der beiden Drähte, welche im Abstande 24, 17, 2 auf einander wirken, deren Quadrate sich nahezu wie $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4}$ rhalten. Dasselbe Verhältniss zeigen aber auch die obigen Zahlen.

Nach diesen Versuchen verhalten sich also die Anziehungen oder Abstossungen zweier Magnetpole umgekehrt wie die Quadrate ihrer Entfernung.

Bidone[1]) setzte auf eine Stahlspitze *a*, Fig 67, einen Hebel von 114
Holz, auf dem eine zweite Stahlspitze, *b*, verschoben wurde, welche eine agnetnadel *ns* trug. Dieser Nadel wurde von der Seite in der Richtung rer Axe ein vertical gehängter oder horizontal liegender Magnetstab,

Fig. 67.



NS, genähert. Auf der anderen Seite des Hebels befand sich ein Messingaht, der gegen einen frei aufgehängten Messingstab *c* gegenschlug und zteren hob, wenn der Holzhebel sich gerade um 4° durch die Einwirng des Magnetstabes auf die Nadel gedreht hatte. Die Nadel und der agnetstab waren so lang, dass die Wirkung ihrer von einander entfern- n Pole vernachlässigt werden konnte. Wurde die Nadel in verschiede- n Entfernungen, e, e_1, e_2, von dem Aufhängepunkte des Holzhebels auf zterem befestigt, und ihr der Magnet so lange genähert, bis der ssingstab gehoben wurde, sind die Wirkungen der benachbarten Pole f einander f, f_1, f_2 u. s. f., so ist dann $fe = f_1 e_1 = f_2 e_2$.

Misst man die Entfernung x der Pole der Nadel und des Magnetes n einander, so ergiebt sich $f = const\, x^{-2}$, so dass sich das oben ausprochene Gesetz bestätigt.

[1]) Bidone, Gilb. Ann. 64, p. 374, 1820*.

115 Scoresby[1]) näherte einer Magnetnadel, *ns*, Fig. 68, von der Ost- oder Westseite einen Magnetstab *NS* von der Länge *a*, so dass sein der Nadel zugekehrter Pol um 1 bis 50 Stablängen von dem Mittelpunkte der Nadel entfernt war. Die Nadel wird dadurch um einen Winkel α aus dem Meridian MM_I abgelenkt. Kann man annehmen, dass sie so klein und so weit von dem Magnete *NS* entfernt ist, dass die Einwirkung des letzteren auch nach der Ablenkung ungeändert bleibt, und die an den Polen wirkenden Kräfte der Verbindungslinie der Axe des Stabes *a* mit dem Mittelpunkte der Nadel parallel bleiben, so kommt sie ins Gleichgewicht, wenn das von dem Erdmagnetismus *sA* ausgeübte Drehungsmoment $sB = sA \sin\alpha$ gleich ist dem durch den Zug $sZ = Z$ des Magnetes ausgeübten Drehungsmoment $sC = Z\cos\alpha$.

Fig. 68.

Aus der Ablenkung ergiebt sich also: $Z = sA\,tg\,\alpha$.

Ist der Abstand des der Nadel zunächst gelegenen Endpunktes des Stabes von dem Mittelpunkte der Nadel gleich *r*, so setzt sich *Z* aus der Differenz der Wirkungen beider Pole zusammen; sind dieselben dem Quadrat des Abstandes der Pole von *ns* umgekehrt proportional, so ist

$$Z = \frac{const}{(r)^2} - \frac{const}{(r+a)^2} = \frac{a(2r+a)}{r^2(r+a)^2}.$$

Wurde der Stab um 1 bis 50 Stabeslängen von der Nadel entfernt, so ergab sich u. A.

r	1	2	4	6	8	10
$1/Z$ (ber.)	1	5,4	33,3	101,8	228,7	432,1
$tg\alpha/Z$	68130	73170	71022	79888	73186	75625

Es bestätigt sich also auch hier das quadratische Gesetz.

116 Auch von Gauss[2]) ist das Gesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung für die magnetische Anziehung bestätigt worden, indem er eine Magnetnadel *ns* aufhängte und vor derselben einen Magnetstab *NS* von der Länge *a* in verschiedenen Entfernungen *r* horizontal hinlegte, so dass die Axe desselben senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians stand, einmal in der Art, Fig 69, der

Fig. 69.

[1]) Scoresby, Jameson's New Ebinb. J. p. 24, 1831*; Gehler's Wörterb. [2] p. 783*. — [2]) Gauss, Intensitas. Commentat. soc. reg. scient. Gott. rec. 8*; Pogg. Ann. 28, p. 604, 1833*.

erlängerte Axe des Stabes die Länge der Nadel halbirte (I), und . Fig. 70, dass die verlängerte Axe der Nadel die Länge des Stabes rte (II). Wir werden später nachweisen, dass unter der Voraussetzung ben ausgesprochenen Gesetzes die Tangenten der Ablenkungswinkel nd φ_I der Nadel in beiden Fällen für grössere Entfernungen r des elpunktes des Stabes von der Nadel den Formeln

$$\text{I} \quad tg\,\varphi = \frac{2a}{r^3}; \qquad \text{II} \quad tg\,\varphi_I = \frac{a}{r^3}$$

prechen. Bei kleineren Entfernungen kommt hierzu noch ein Glied, hes r^{-5} enthält.

Gauss erhielt u. A. folgende Ablenkungen:

Fig. 70.

n

s

S

r	I	II
1,1 m		1° 57′ 24,8″
1,3	2° 13′ 51,2″	1° 10′ 19,3″
1,5	1° 27′ 19,1″	0° 45′ 14,3″
1,7	1° 0′ 9,9″	0° 30′ 57,9″
1,9	0° 43′ 21,8″	0° 22′ 9,2″
2,1	0° 32′ 4,6″	0° 16′ 24,7″
2,5	0° 18′ 51,9″	0° 9′ 36,1″
3,0	0° 11′ 0,7″	0° 5′ 33,7″
3,5	0° 6′ 56,9″	0° 3′ 28,9″
4,0	0° 4′ 35,9″	0° 2′ 22,2″

Die nach den Formeln:

$$tg\,\varphi = 0{,}086870\,r^{-3} - 0{,}002185\,r^{-5}$$
$$tg\,\varphi_1 = 0{,}043435\,r^{-3} + 0{,}002449\,r^{-5}$$

hneten Werthe für φ und φ_1 differiren von den beobachteten höch- um etwa $^1/_{10}$, so dass das Gesetz des Quadrats der Entfernung be- rt wird.

Dieses Gesetz gilt indess nur von solchen Abständen der Magnetpole 117
dass man die temporären Veränderungen ihres Magnetismus durch gegenseitigen Einfluss vernachlässigen kann. — Bei grosser Nähe diese Einwirkung veranlassen, dass selbst gleichnamige Pole sich hen, indem sich temporär die Molecularmagnete an den einander herten Enden der Magnete so umlegen, dass ihre ungleichnamigen einander zugekehrt sind. Bei grösserer Entfernung tritt dann erum Abstossung ein, indem die Molecularmagnete ihre früheren n wieder annehmen (s. Gesetze des Magnetismus).

118 Magnetisirt man den auf die Magnetnadel einwirkenden M verschieden stark, so kann man die Stärke seines Magnetismus die Zahl der Oscillationen bestimmen, welche er in einer gege Zeit macht (s. w. u.). Magnetisirt man in gleicher Weise auch die verschieden stark, so findet man, dass die Einwirkung zweier Po Stabes und der Nadel auf einander dem Producte ihrer Magnet direct proportional ist. Nennt man also letztere m und m_I, den Ab der Pole r, so ist ihre Wirkung R auf einander

$$R = -\frac{m\,m_I}{r^2}.$$

Die Einheiten von m und m_I sind so bestimmt, dass für $m = m$ und $r = 1$, z. B. im C.-G.-S- System, auch $R = 1$ wird.

IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magn Grundgesetze.

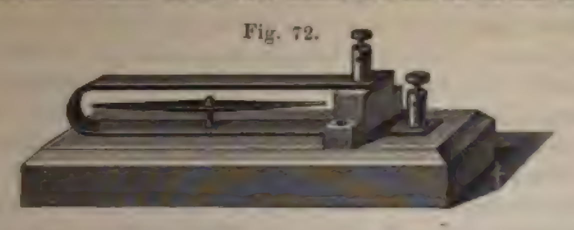
119 Hängt man eine Magnetnadel ns, Fig. 71, an einem Coconfad oder setzt sie auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen bringt unter oder über ihr einen Leit draht an, welcher sich in der Ric des magnetischen Meridians befind wird die Nadel, wie Oersted zue Jahre 1820 gezeigt hat, aus ihrer lage abgelenkt, wenn man durch de tungsdraht einen Strom leitet. Flies selbe in dem unter der Nadel l lichen Draht von Nord nach Süd, so der Nordpol der Nadel nach Westen, er in dem Drahte von Süd nach No weicht derselbe nach Osten aus. Be sich der Draht über der Nadel, so in beiden Fällen gerade die entgegeng ten Ablenkungen ein. — Biegt man den Draht oder an Stelle desselb Blech, wie in Fig. 72, so dass der Strom darin über und unt Nadel gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen fliesst, so wird die gemeinschaftliche Wirkung beider Theile des Drahtes die Nade dieser oder jener Seite abgelenkt. — Lässt man die Magnetnadel u horizontale Axe schwingen und äquilibrirt sie durch ein kleines, a Südpol befestigtes Gegengewicht, z. B. von Wachs, dass sie in ho taler Lage im Gleichgewicht ist, so wird sie gleichfalls abgelenkt,

Fig. 71.



man sie den Seiten des Leitungsdrahtes parallel stellt. Ebenso, wenn man die Nadel an dem einen oder anderen Pole durch ein Gewicht be-

Fig. 72.



lastet hat, so dass sie sich mit geringer Kraft vertical stellt, und ihr nun einen verticalen, von oben nach unten oder von unten nach oben vom Strome durchflossenen Leitungsdraht von der Seite nähert[1]).

Kann die Nadel indess nur in einer Ebene schwingen, welche durch die Stromesbahn selbst geht, so wird sie nicht abgelenkt. Dies ist auch von vornherein klar. Wenn nämlich eine horizontal schwingende Nadel über einem, in der Richtung des magnetischen Meridians befindlichen horizontalen Leiter in dem einen, unter demselben im entgegengesetzten Sinne abgelenkt wird, so muss sie in gleichem Niveau mit ihm keine Ablenkung erfahren. — Biot und Savart[2]) haben dies auf doppelte Art nachgewiesen; einmal indem sie einer Nadel, welche in der, auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwang, in derselben Ebene einen Stromesleiter näherten; sodann indem sie vor einer in der Horizontalebene schwingenden Nadel in der gleichen Ebene einen Stromesleiter hinführten, der gegen ihre Axe senkrecht stand. Ihre Schwingungsdauer wurde hierbei nicht geändert. 120

Die Ablenkung der Magnetnadel durch einen ihr parallelen Strom kann nur in dem Falle 90° betragen, in welchem ausser der Richtkraft des Stromes keine andere Richtkraft auf sie wirkt, so also auch nicht die Richtkraft des Erdmagnetismus. Eine solche Ablenkung kann man daher beobachten, wenn die Nadel in einer gegen die Richtung der Inclination normalen Ebene, in der magnetischen Aequatorialebene, schwingt, und in irgend einer Richtung parallel dieser Ebene ein Strom oberhalb oder unterhalb derselben fortgeleitet wird[3]).

---

[1]) Oersted, Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam, Hafniae, 21. Jul. 1820*; Schweigg. J. 29, p. 273*; auch Gilb. Ann. 66, p. 295*. Bei den meisten dieser Versuche wurde die Intensität der Ströme so stark genommen, dass die auf die Magnetnadel wirkenden Platindrähte glühend wurden. Schweigger (Schweigg. J. 31, p. 1, 1821*) zeigte ...st, dass ein einfacher Zinkkupferstreif in Salmiaklösung die Ablenkung be...t. — Die ersten Bestätigungen der Oersted'schen Entdeckung durch ...yer, Gött. gel. Anz. 1820, p. 171*, und Pictet und de la Rive, Bibl. ... 14, p. 281* und viele Andere. — [2]) Biot und Savart, Ampère und Ba...c. Entdeck. p. 77*. — [3]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 198, ...r. Schmidt, Gilb. Ann. 70, p. 243, 1822*.

Ebenso wie von einem festen, vom Strome durchflossenen Leiter, wird die Magnetnadel auch von dem Strome in einem flüssigen Leiter [1]) oder in einem Gase, auch von dem Strome in der galvanischen Kette selbst [2]) abgelenkt, und zwar bei gleicher Intensität des Stromes und gleicher Gestalt der Leiter ganz in derselben Weise wie über festen Leitern (vergl. Thl. I, §. 334).

Dass auch die Ströme der Reibungselektricität die Nadel in ganz gleicher Weise ablenken, wie die galvanischen Ströme, haben wir schon Thl. I, §. 36 erwähnt (siehe auch §. 137).

Die Richtung der Ablenkung der Nadel kann man sich jedesmal vergegenwärtigen, wenn man dabei das von Ampère gegebene Bild (§. 77) zu Hülfe nimmt. Denkt man sich, dass man mit dem Kopfe voran mit dem positiven Strome der Elektricität fortschwimmt und dabei die Magnetnadel anblickt, so weicht der nach Norden weisende (Nord-) Pol derselben nach links aus, und die Nadel sucht sich senkrecht gegen den Leitungsdraht zu stellen [3]).

121 Die Ursache dieser Einstellung der Nadel können wir ergründen, wenn wir uns an die §. 92 gegebene Vorstellung halten, wonach jedes Molecül der Magnetnadel von einem gegen ihre Axe senkrecht gerichteten kreisförmigen Molecularstrom in der Richtung durchflossen ist, dass er, wenn man den Nordpol der Nadel zur Linken hat, über derselben von dem Beschauer fortfliesst. Alle Molecularströme im Innern der Nadel heben sich nahezu auf, und nur ein um ihre Peripherie fliessender Kreisstrom stellt ihre Wirkung nach aussen dar. Dieser supponirte Kreisstrom sucht sich mit der Nadel neben einem vom Strome durchflossenen Leiter so einzustellen, dass er auf der dem Leiter zugekehrten Seite des Magnetstabes ihm gleichgerichtet wird. Dies ist aber nur möglich, wenn die Nadel nach der oben angegebenen Regel abgelenkt wird. Wird daher die Magnetnadel nicht durch den Erdstrom in der Nord-Südrichtung mit einer gewissen Kraft festgehalten, so stellt sie sich senkrecht gegen den neben ihr befindlichen Stromesleiter. Da indess der Erdstrom seine Richtkraft äussert, so nimmt die Nadel unter dem gemeinsamen Einflusse desselben und des Stromes neben ihr eine mittlere Stellung an.

122 In der ersten Zeit nach der Entdeckung dieser Thatsachen glaubte man, der den Strom leitende Draht besässe im Kreise herum vier oder mehrere Magnetpole, so dass er gewissermaassen mehreren einzelnen Magnetstäbchen gliche, welche in gleicher Richtung in tangentialer Lage transversal neben den Leiter gelegt wären [4]). Diese Ansicht ist wider-

---

[1]) Grotthus, Schweigg. J. 31, p. 492, 1821*. — [2]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 67, 1820*; Gilb. Ann. 67, p. 123*. — [3]) Ampère, l. c. — [4]) Berzelius, Ann. de Chim. et de Phys. 16, p. 113, 1821*; G

legt, da ein vom Strome durchflossener Leiter sich nach allen Seiten hin ganz gleich gegen eine Magnetnadel verhält. So verband Oersted[1]) einen verticalen Stab AB durch zwei lange Leitungsdrähte mit den Polen der Säule und stellte neben AB eine Inclinationsnadel auf, welche durch den Strom in AB aus ihrer Ruhelage abgelenkt wurde. Wurde der ganze leitende Kreis um AB als Axe herumgedreht, so änderte sich die Ablenkung der Nadel nicht. — Dasselbe Resultat erhielt Poggendorff[2]) an einer verticalen, mit Quecksilber gefüllten Röhre, durch welche ein Strom geleitet wurde, und der von verschiedenen Seiten die Magnetnadel genähert war.

Das Gesetz der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf einen Magnetstab, dessen Magnetismus in einem Punkte auf jeder Hälfte concentrirt gedacht wird, ist von Biot und Savart[3]) auf experimentellem Wege ergründet worden. Sie hängten an einem Coconfaden, Fig. 73, vor einem langen, vertical gestellten Leitungsdrahte ab, durch den ein Strom geleitet wurde, eine Magnetnadel NS von 20 mm Länge, 123

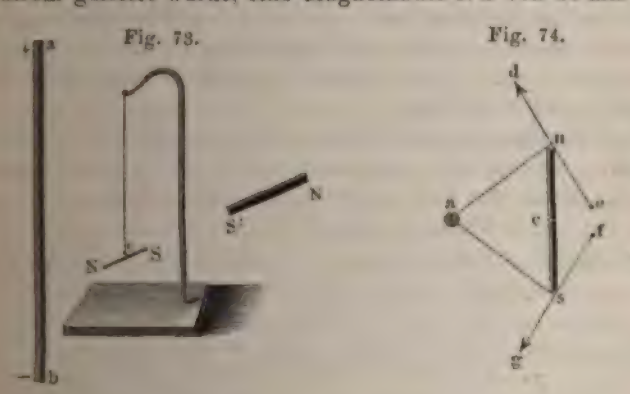


Fig. 73. Fig. 74.

10 mm Höhe und 1 mm Dicke auf, und näherten dem einen Pole S derselben von Süden her einen Magnetstab mit dem gleichnamigen Pole S', bis die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus durch seine Einwirkung möglichst vollständig aufgehoben wurde, und die Nadel sich nur unter dem Einflusse des Stromes im Leiter ab einstellte und bewegte. Der ganze Apparat war mit einem Glaskasten bedeckt. Dabei richtete sich die Nadel NS so, dass die Verbindungslinie ihres Halbirungspunktes c, Fig. 74, mit dem auf gleicher Höhe befindlichen Querschnitte des Leiters

Ann. 68, p. 167*; Pohl, Gilb. Ann. 69, p. 171, 1821*; vergl. auch Erman, … zu den physischen Verhältnissen des elektro-chemischen Magnetismus, … 1821*; Gilb. Ann. 67, p. 383*; Schweigg. Journ. 32, p. 58* u. Andere.
[1]) Oersted, Ann. of Phil. Febr. 1822*; Gilb. Ann. 73, p. 278*. — [2]) Poggendorff, Gilb. Ann. 68, p. 206, 1821*; auch Raschig, Gilb. Ann. 67, …*. — [3]) Biot und Savart, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 222, 1820*; Biot, Traité de Phys. Deutsch von Fechner, 2. Aufl. 4, p. 158*.

a auf ihrer Axe senkrecht stand. Der Draht *ab* war so lang, dass sei[n]e Enden keinen merklichen Einfluss mehr auf die Nadel ausübten, un[d] so die Resultante der Wirkung seiner sämmtlicher Theile in die dur[ch] die Nadel gelegte Horizontalebene fiel.

Es greife die Resultante der von dem Drahte *a* auf die Nordhälft[e] der Nadel ausgeübten Kräfte in dem Punkte *n*, Fig. 74, an und sei durch di[e] Linie *nd* bezeichnet, welche gegen die Linie *na* in irgend einem nähe[r] zu bestimmenden Winkel *dna* geneigt sei. — Wäre statt des Nord[-]magnetismus in der Hälfte *cn* des Stabes in gleicher Weise ebenso vi[el] Südmagnetismus verbreitet, so würde die auf diesen wirkende Kraft eben[-]falls an Punkt *n* angreifen und die Kraft *nd* gerade aufheben, also ih[r] gleich und entgegengesetzt sein. Sie sei *ne*. — In der Ruhelage de[r] Nadel ist der Angriffspunkt *s* der auf ihre Südhälfte *cs* wirkende[n] Kräfte *s* eben so weit vom Drahte *a* entfernt, wie der Pol *n*. Di[e] Kraft *sg*, mit welcher der Draht an jenem Punkte wirkt, muss also de[r] Kraft *ne* gleich, und in demselben Winkel, wie *ne* gegen *na*, gegen di[e] Verbindungslinie des Punktes *s* mit *a* geneigt sein. Es ist also $< asg = ena$. Da die gleichen Kräfte *sg* und *nd* in der Ruhelage der Nade[l] gleiche und entgegengesetzte Drehungsmomente auf die Nadel *ns* aus[-]üben, so muss auch $< gsa = dna$, d. h. $dna = ena$ sein. Die Win[-]kel $and = gsa$ sind Rechte.

Die Resultante der Wirkung eines von einem Strome durch[-]flossenen, unendlich langen Leiters steht also auf der durc[h] den Angriffspunkt der wirkenden Kräfte im Magnete und de[n] Leiter gelegten Ebene senkrecht.

Gewöhnlich vertauscht man die Punkte *n* und *s* mit den Polen de[r] Nadel, die man dabei an ihre Enden verlegt. Man begeht damit ein[en] gewissen Fehler, da der Strom auf die freien Magnetismen, welche a[uf] dem Magnetstabe verbreitet sind, nicht an allen Stellen, wie der Er[d-]magnetismus, parallel wirkt. Wenn wir daher im Folgenden die Ein[-]wirkung des Stromes auf die Magnetpole betrachten, so haben wir di[e] begangene Ungenauigkeit zu berücksichtigen.

Fliesst bei diesen Versuchen der Strom in dem Leiter *a* von unte[n] nach oben, so stellt sich der Nordpol der Nadel für einen, in dem Strom[e] aufrecht stehenden Beobachter zur Linken ein. Die Resultante wirk[t] also, wenn man die Nadel von dem Strome aus ansieht, mit dem ma[n] fortschwimmt, auf den Nordpol nach links, auf den Südpol nach recht[s].

Bringt man die Nadel in verschiedene Entfernungen vom Drahte un[d] bestimmt ihre Schwingungsdauer T, so entspricht die Kraft k, mit we[l-]cher der Strom im Drahte auf sie wirkt, der Grösse $const/T^2$, wenn di[e] Einwirkung des die Nadel richtenden Erdmagnetismus durch den Ma[g-]net $N^I S^I$ eliminirt ist. Auf diese Weise ergab sich u. A.:

Abstand der Nadel	Dauer von 10 Schwingungen	Verhältniss der Kräfte k
30 mm	42,25 Sec.	1
40	48,85	0,75 × (1 — 0,008508)
60	58,75	0,5 × (1 + 0,095460)
120	89,00	0,25 × (1 + 0,103892)
15	30,00	2,00 × (1 + 0,067010)

Die Kräfte, mit denen der in einem unendlich langen, geradlinigen Draht fliessende Strom auf einen Magnetpol einwirkt, verhalten sich mithin umgekehrt wie die Abstände des Poles von dem Leiter[1]).

Dieser Satz lässt sich noch auf andere Art beweisen. Der Strom wird durch einen sehr langen verticalen Draht geleitet und um denselben ein zu ihm concentrischer horizontaler Holzring aufgehängt, auf welchem in radialer Richtung ein Magnet befestigt ist. Derselbe wird um den Strom als Axe nicht gedreht. Ist die auf die Einheit des Magnetismus an den um die Abstände r und r_1 von dem Strome entfernten Polen wirkende Kraft gleich R und R_1, so muss also, wenn der Magnetismus an den Polen μ ist, $\mu R r - \mu R_1 r_1 = 0$ sein, d. h. die Kräfte R und R_1 verhalten sich umgekehrt wie die Abstände r und r_1[2]).

In Folge der auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte wird ihr, wenn ihre Axe nicht auf der Verbindungslinie ihres Mittelpunktes mit der Axe des Leitungsdrahtes senkrecht steht, ein Drehungsmoment ertheilt, welches sie in die gegen jene Verbindungslinie senkrechte Stellung zurückzuführen strebt.

Wurde an Stelle des vertical aufgestellten Drahtes eine kupferne Röhre von 4,3 mm Durchmesser und 2 m Länge angewendet, dicht neben derselben ein Draht ausgespannt und die Wirkung der Röhre mit der des Drahtes verglichen, wenn durch die eine oder den anderen der Strom floss, und in verschiedenen Entfernungen vor ihnen die Magnetnadel in Schwingungen versetzt, so ergab sich das Verhältniss dieser Wirkungen bei verschiedenen Abständen der Nadel von beiden constant. Das oben ausgesprochene Gesetz gilt also auch für die vom Strome durchflossene Röhre[3]).

---

[1]) G. G. Schmidt (Gilb. Ann. 70, p. 243, 1822*) hat dieses Gesetz nicht richtig aufgefasst, indem er annahm, dass die mittlere Richtung der anziehenden und abstossenden Kraft eines Stromes auf eine Magnetnadel normal von der Richtung des Stromes nach den Polen der Nadel gehe und umgekehrt proportional dem senkrechten Abstand der Pole von dem Strome sei. — [2]) Maxwell, Treatise 2. edit. 2, p. 130, 1882*. — [3]) Biot und Savart, l. c.

124 Aehnliche Resultate wurden erhalten, als Biot und Savart einen horizontalen Draht in der Richtung senkrecht gegen den magnetischen Meridian ausspannten, an einem Coconfaden eine 100 mm lange Magnetnadel in verschiedenen Abständen über und unter dem Drahte aufhängten und ihre Schwingungsdauer sowohl unter dem Einflusse des Erdmagnetismus allein (T), als auch unter dem Einflusse desselben und dem eines durch den Draht geleiteten Stromes (T_1) bestimmten. Die Kraft k, mit der der Strom auf die Nadel wirkte, entsprach der Formel: $k = const\,(1/T^2 - 1/T_1^2)$. Diese Kraft ergab sich gleich gross bei gleichen Abständen der Nadel vom Draht, mochte sie über oder unter demselben schwingen. — Da bei grösserer Annäherung der ziemlich langen Nadel an den Draht die Kräfte, welche von demselben auf die Punkte der Nadel, in denen ihr Magnetismus concentrirt gedacht werden kann, in sehr spitzen Winkeln gegen die Nadel wirken, bei weiterer Entfernung aber diese Winkel sich allmählich einem Rechten nähern, und dadurch das bei den Ablenkungen der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage auf sie ausgeübte Drehungsmoment grösser wird, zugleich aber die Kräfte wegen des Wachsens der Entfernung abnehmen, so nimmt zuerst hierbei das gesammte, die Nadel bewegende, durch den Strom auf sie ausgeübte Drehungsmoment zu, dann wieder ab. Wenn also die Wirkungen des Erdmagnetismus und des Stromes die Nadel beide in gleicher Ruhelage erhalten, nimmt hierbei zuerst die Oscillationsdauer der Nadel ab und dann wieder zu.

Das von Biot und Savart aufgestellte Gesetz hat auch Cumming[1]) bestätigt, indem er in verschiedenen Entfernungen von einem von Nord nach Süd gerichteten Leitungsdraht östlich oder westlich eine Magnetnadel aufstellte und ihre Ablenkung aus der Gleichgewichtslage bestimmte. Die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel, welche die von dem Leitungsdrahte ausgeübte ablenkende Kraft misst, war ihren Abständen vom Leitungsdrahte umgekehrt proportional.

125 Können wir uns die Wirkung eines unendlich langen, verticalen Stromesleiters auf eine horizontale Magnetnadel in zwei Punkten derselben concentrirt denken, so folgt aus dem oben angeführten Gesetze, dass die Nadel NS, Fig. 75, von dem Strome nicht abgelenkt wird, nicht nur, wenn wie in §. 120 der Strom B in einer, die Drehungsaxe O der Nadel schneidenden, auf der (nordsüdlichen) Ruhelage der Nadel senkrechten Ebene OA fliesst, sondern, dass der Strom hierbei auch noch andere Lagen annehmen kann. Sei B der Durchschnitt der durch die Magnetnadel NS gelegten Horizontalebene mit dem unendlich langen verticalen Strome, BC ein von B auf NS gefälltes Loth, SD und NE die auf BS und NB senkrechten Resultanten der Stromeswirkung auf die erwähnten Punkte der Nadel, so ist, wenn K eine Constante ist, welche von dem

[1]) Cumming, Gilb. Ann. 69, p. 399, 1821*.

Magnetismus der Nadel und der Intensität des Stromes abhängt, $SD = K/SB$, $NE = K/NB$; also sind die auf der Nadel NS senkrechten Componenten dieser Kräfte

Fig. 75.

$$SF = \frac{K}{SB} \cos FSD = K \cdot \frac{CS}{SB^2}$$

$$NE = \frac{K}{NB} \cos ENG = K \cdot \frac{CN}{NB^2}.$$

Soll die Nadel im Gleichgewicht sein, so müssen beide Kräfte einander gleich sein, also:

$$\frac{CS}{SB^2} = \frac{CN}{NB^2}.$$

Letztere Gleichung wird erfüllt, einmal, wenn B in einer auf NS in O errichteten Senkrechten AO liegt, wie wir schon früher gezeigt, sodann auch, wenn B sich in der Peripherie eines durch N und S gelegten Kreises befindet. Dieser Kreis ist also ebenfalls eine neutrale Linie, N und S sind neutrale Punkte, in denen der unendliche Strom auf die Nadel nicht wirkt. Diese Punkte fallen übrigens nicht mit den eigentlichen Polen der Nadel zusammen, sondern liegen näher an ihren Enden[1]).

Indess ist die vorstehende Betrachtung nur angenähert, da die Wirkung auf die Magnetnadel nicht in zwei Punkten concentrirt ist. Bezeichnen wir OC mit a, CB mit b und ist der Abstand irgend eines Punktes der Magnetnadel von O gleich x, der freie Magnetismus μ daselbst eine Function von x, die Länge der Magnetnadel $2l$, so muss die Summe der statischen Momente der auf NS senkrechten Componenten der, auf die einzelnen Punkte der Nadel wirkenden Kräfte gleich Null sein, d. h.

$$const \int_{-l}^{+l} \frac{x \,.\, \mu \,.\, (x-a)}{([x-a]^2 + b^2)}\, dx = 0$$

eine Gleichung, welche auf etwas andere Bedingungen führt.

Ist, wie oben erwähnt, der unendlich lange Strom vertical, liegt ein 126
Magnetpol in einer horizontalen Ebene, und ist die Richtung des Stromes die der Z-Axe eines Coordinatensystems, dessen X- und Y-Axe in der horizontalen Ebene liegen, ist der Abstand des Poles von dem Strome gleich r, sind seine Coordinaten x und y, so sind die Componenten der ablenkenden antreibenden Kraft

$$X = -i\frac{y}{r^2}, \quad Y = +i\frac{x}{r^2}, \quad Z = 0.$$

---

1) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 16, p. 74, 1869*.

Hierbei ist die Intensität des Stromes gleich Eins genommen, welc in der Entfernung Eins einem Magnetpole von der elektromagnetisch Intensität Eins das Drehungsmoment Eins ertheilt. Demnach ist

$$\int (X dx + Y dy + Z dz) = i . arctg \frac{y}{x} + const.$$

Somit kann man die in der Horizontalebene wirkende Kraft als d Differential einer Potentialfunction ansehen. Geht der Pol, dessen fre Magnetismus μ sei, einmal um den verticalen Strom entgegen der Ri tung der auf ihr wirkenden Kraft herum, so wird dabei eine Arb $2 i \mu \pi$ gethan und die Potentialfunction ändert sich bei jedem U gange um denselben Werth. Das die Kraft darstellende Differential blei aber dasselbe.

127 Die Wirkung eines unendlich langen Stromesleiters auf ein Magnetpol ist die Resultante der Wirkungen seiner einzelnen Elemen auf denselben. Aus dem Biot-Savart'schen Resultate folgt aber unm telbar nach den mathematischen Attractionsgesetzen, wie La Place g zeigt hat, dass die Kraft, mit der jedes Element des Leiters a den Magnetpol wirkt, senkrecht steht auf der durch das El ment und den Pol gelegten Ebene und umgekehrt proporti nal ist dem Quadrat des Abstandes des Magnetpoles vom El ment. — Sie ist ferner proportional dem Sinus des Neigung winkels des Elementes gegen seine Verbindungslinie mit de Magnetpol.

Dieses letztere Resultat lässt sich sehr einfach zeigen, wenn m eine kleine Magnetnadel in die Mitte eines Drahtkreises einhängt, dess Ebene mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt. M stellt dicht neben diesen Drahtkreis einen zweiten gleich grossen, dess Draht in der Ebene des Kreises selbst kleine Biegungen macht. Leit man einen Strom durch den einen oder anderen Kreis, so wird die Nad aus dem magnetischen Meridiane um gleich viel abgelenkt, wenn beiden Fällen die Intensität des Stromes dieselbe ist, und die Entfernu der Pole der Nadel von den Drahtkreisen gegen ihre Abweichung a der Ebene derselben bei ihrer Ablenkung vernachlässigt werden ka Leitet man durch den ersten Drahtkreis den Strom in der einen Ri tung und durch den zweiten zurück, so wirkt er auf die Magnetna gar nicht. So kann man also den gebogenen Draht durch den kürze Drahtkreis ersetzen, dessen Länge der Summe der Längen der einzel Theile des gebogenen Drathes multiplicirt mit dem Sinus ihrer Neigu gegen den Radius des Drahtkreises entspricht, welcher letztere im v liegenden Falle als die Verbindungslinie der Stromelemente mit d Magnetpolen betrachtet werden kann [1]).

[1]) Ein anderer, weniger einfacher Beweis ist von Biot und Savart liefert worden (l. c.).

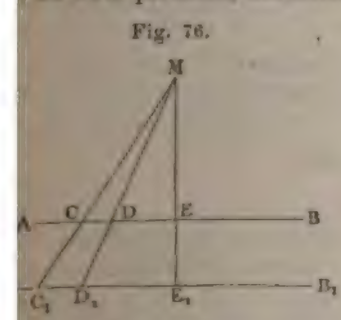
Nach diesem letzteren Gesetze können wir ein Stromelement, wie ezug auf die Einwirkung auf ein anderes Stromelement, so auch in g auf seine Wirkung auf einen Magnetpol, durch mehrere Comnten ersetzen, von denen die eine die Projection des Elementes auf Verbindungslinie mit dem Magnetpol ist und auf denselben nicht irkt, da hier der Magnetpol mit gleichem Grunde nach allen Seiten eichen würde. Die zweite wirksame Componente ist z. B. die Projecdes Elementes auf eine Ebene, welche senkrecht auf der Verbindungsdes Elementes mit dem Magnetpol steht und die der Länge des entes, multiplicirt mit dem Sinus seines Neigungswinkels gegen jene indungslinie entspricht. Letztere Componente kann man wieder in chiedene Componenten zerlegen.

Aus dem §. 123 erwähnten Gesetze, dass die Wirkung eines unend- 128
langen Leiters auf einen Magnetpol dem Abstande desselben von rem umgekehrt proportional ist, folgt unmittelbar, dass die Wirkung Elementes des Leiters dem Quadrat des Abstandes desselben vom umgekehrt proportional ist.

Wir wollen mit Ampère[1]) beweisen, dass aus der Annahme des ren Gesetzes die erstere Beziehung unmittelbar folgt.

Sind zwei parallele, unendlich lange Ströme AB und $A_1 B_1$, Fig. 76, gegeben, in deren Ebene sich der Magnetpol M befindet, und zieht man von M aus durch die Linien AB und $A_1 B_1$ zwei Linien, $M C C_1$ und $M D D_1$, welche nur einen kleinen Winkel mit einander bilden, so sind, da die von den Linien abgeschnittenen Elemente CD und $C_1 D_1$ der Ströme beide gegen ihre Verbindungslinie $C_1 C M$ mit dem Pole M gleich geneigt sind, ihre Wirkungen k und

Fig. 76.



den letzteren proportional ihrer Länge, und nach obigem Gesetze ehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernungen von M, also

$$k : k_1 = \frac{CD}{CM^2} : \frac{C_1 D_1}{C_1 M^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

un ist $\Delta\, CMD \sim C_1 M D_1$, also $CD / CM = C_1 D_1 / C_1 M$. Sind die senkrechten Abstände ME und ME_1 der Ströme AB und von M gleich a und a_1, so verhält sich auch $CM : C_1 M = a : a_1$. nführung dieser Werthe in die Gleichung (1) ergiebt sich

$$k : k_1 = \frac{1}{a} : \frac{1}{a_1}.$$

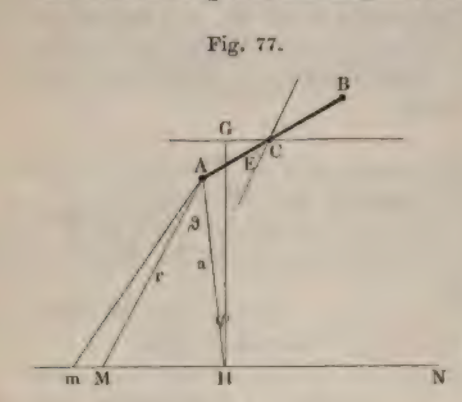
[1]) Ampère u. Babinet, Darstellung der neueren Entdeckungen. Leipzig . 44*.

Da dieses Verhältniss für die Wirkung aller beliebigen Elemente vo AB und A_1B_1 gilt, die zwischen irgend zwei von M aus gezogene Linien liegen, so gilt es auch für die ganzen Stromesleiter, wie es da Biot-Savart'sche Gesetz hinstellt.

129 Eine andere Ableitung[1]) dieses Satzes, die einige wichtige Folge rungen zulässt, ist folgende:

Es sei AB, Fig. 77, der Magnet, welcher in einer Horizontalebene schwingen kann, und des sen Mittelpunkt C sich ver tical über einem horizon talen Strom MN befindet Es sei Mm ein Element de selben. Es sei ferner MA $= r$ und der Abstand AH des Poles A von NM gleic a. Dann soll die auf de Magnet in der auf Eben MmA senkrechten Rich tung ausgeübte Kraft

Fig. 77.



$$k = \frac{\mu i . Mm . \sin AMH}{r^2}$$

sein, wenn μ der Magnetismus des Magnetes in A ist. Nun i $Mm . r . \sin AMH = 2 \triangle AMm$, oder, wenn Winkel $MAH = \vartheta$, au $= r^2 . d\vartheta$, also die Kraft $k = \mu i d\vartheta / r$. Ferner ist aber $r = a / \cos\vartheta$, al

$$k = \frac{\mu i \cos\vartheta\, d\vartheta}{a}.$$

Ist der Leiter MN unendlich lang, so ist der Ausdruck vo $\vartheta = -\, {}^1/_2 \pi$ bis $\vartheta = +\, {}^1/_2 \pi$ zu integriren. Dann ist

$$K = \frac{2 \mu i}{a}.$$

Die Kraft ist also dem Abstande des Magnetpoles vom Leiter um gekehrt proportional. — Eine gleiche aber entgegengesetzt gerichte Kraft wirkt am Pole B. Zerlegt man diese Kräfte in zwei, von dene die einen in verticaler Richtung wirken, die anderen in horizontaler, s sind die ersten, wenn der Winkel $AHG = \varphi$ ist, gleich $2 \mu i \sin\varphi / a$. Die beiden Kräfte vereinen sich zu einer in C wirkenden Kraft, welche den Ma net gegen den Leiter NM hinzieht oder ihn von demselben entfernt. — Die anderen horizontalen Componenten sind gleich $2 \mu i \cos\varphi / a$. Sie streb den Magnet in die gegen MN senkrechte Lage zu führen. Ist die Läng

---

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 37, p. 133, 1828*. Eine ähnlic Ableitung auch von G. G. Schmidt, Gilb. Ann. 71, p. 387, 1822*.

$AB = 2b$, der Winkel, den der Magnet mit seiner mit MN parallelen Ruhelage macht, gleich ε, so ist das von den beiden letzteren Kräften auf den Magnet ausgeübte Drehungsmoment gleich

$$\frac{4\mu i b \cos\varepsilon \cos\varphi}{a}.$$

Ist der Winkel φ und b klein, also die Nadel klein, resp. weit von dem Stromesleiter MN entfernt, so reducirt sich dieses Moment auf

$$\frac{4\mu i b \cos\varepsilon}{a}.$$

In Folge dieses Drehungsmomentes sucht sich die Nadel senkrecht gegen den Leiter MN zu stellen. Wirkt auf die Nadel keine weitere Kraft, als die des Stromes, so erreicht sie diese Lage. In derselben ist $\varepsilon = 90^0$, $\cos\varepsilon = 0$, also das Drehungsmoment Null; die Nadel hat eine stabile Gleichgewichtslage erreicht. Hätte die Nadel eine um 180^0 gegen diese Lage geneigte Lage, so wäre dieselbe labil.

Die anziehende Kraft, welche die Nadel durch den Stromesleiter in ihrer auf seiner Richtung senkrechten Lage erfährt, ist bei dieser Lage ein Maximum, da φ, mithin auch $\sin\varphi$ ein Maximum erreicht hat. Sie ist gleichfalls dem Abstande von dem Leiter umgekehrt proportional.

Diese Anziehungskraft ist hiernach durchaus keine besondere Kraft, welche von der Richtkraft, die der Stromesleiter auf die Magnetnadel ausübt, specifisch verschieden wäre. Beide Kräfte sind nur Componenten der von dem Strome auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte [1]).

Die anziehende Kraft lässt sich durch folgende Versuche nachweisen [2]): **130**

Hängt man eine Magnetnadel an dem einen Ende eines Wagebalkens vermittelst eines Coconfadens über oder unter einem horizontalen Leitungsdrahte auf, so stellt sie sich, wenn man durch letzteren einen Strom leitet, in der einen oder anderen Richtung senkrecht gegen denselben und wird dann angezogen.

Befestigt man an dem einen Ende eines Wagebalkens in horizontaler Lage eine durch ein Gegengewicht äquilibrirte Magnetnadel NS, Fig. 78, und bringt senkrecht gegen ihre Richtung über oder unter ihr einen vom Strome durchflossenen Leiter ab an, so wird die Nadel vom Leiter angezogen oder abgestossen, je nachdem die Molecularströme in der Nadel auf der dem Leiter zugekehrten Seite mit dem ihn durchlaufenden Strome gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben. Würde man also, um wiederum der Ampère'schen Vorstellung zu folgen, mit dem positiven Strome fortschwimmend die Nadel anblicken und dabei den

---

[1]) Vergl. auch Faraday, Quarterly J. of Science **12**, p. 74*; Gilb. Ann. **71**, p. 132, 1822*. — [2]) Dove, Pogg. Ann. **28**, p. 586, 1833*.

Nordpol derselben zur Linken haben, so würde Anziehung, würde man ihn zur Rechten haben, Abstossung erfolgen.

Hängt man, Fig. 79, zwei in entgegengesetzter Richtung fest verbundene Nadeln (eine astatische Nadel) so an einem an dem Wagebalken befestigten Coconfaden auf, dass der Stromleiter *ab* zwischen beiden hindurchgeht, so findet, wenn *ab* genau in der Mitte zwischen beiden Nadeln liegt, keine Anziehung statt, sondern die Nadeln richten sich nur senkrecht gegen den Draht, da die auf beide ausgeübten Anziehungskräfte in entgegengesetzter Richtung wirken. Sind beide Nadeln so gestellt, dass sie ihre gleichnamigen Pole nach derselben Seite kehren, so findet umgekehrt keine Richtung der Nadeln statt; stehen sie aber in diesem

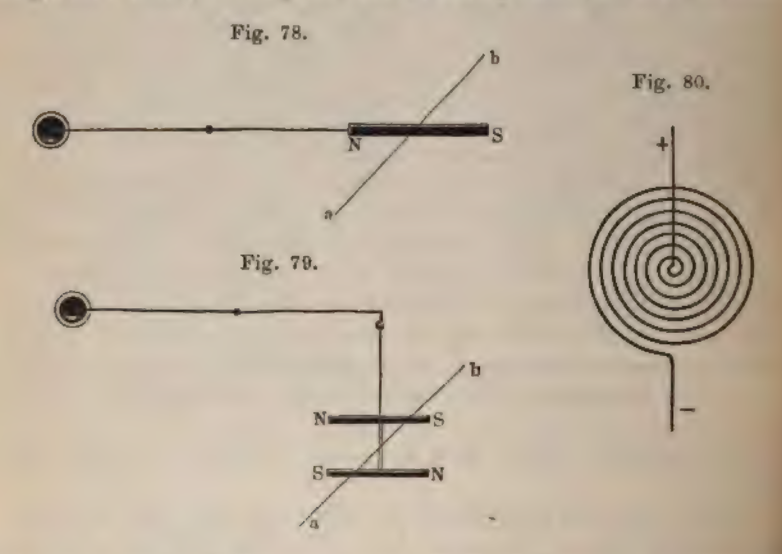


Fig. 78.

Fig. 79.

Fig. 80.

Falle mit ihren Axen senkrecht gegen den Leitungsdraht, so nähert sich die eine Nadel dem Drahte, in welcher auf der dem Drahte zugekehrten Seite die Molecularströme dem Strome im Drahte gleichgerichtet sind. — Ganz ähnlich verhalten sich Nadeln, welche in verticaler Lage neben dem Leitungsdrahte aufgehängt sind.

131 Dieselben Anziehungserscheinungen zeigen sich auch zwischen Eisenstücken, welche durch einen Strom temporär magnetisch gemacht werden, und dem Strome selbst.

Legt man auf einen horizontalen Leitungsdraht einen Papierstreifen und streut darauf feine Eisenfeile, so ordnen sie sich in Linien an, welche auf dem Leitungsdraht senkrecht stehen, indem jedes Eisentheilchen in der auf der Axe des Drahtes senkrechten Richtung eine magnetische Axe erhält. Auf einer gummirten Glasplatte kann man die so eingestellten Eisenfeile fixiren und das Bild event. projiciren

lässt nach der Anordnung einen schwachen Dampfstrahl über
reichen und dann den Gummiüberzug erhärten. Die Figuren
einer zweiten Glasplatte bedeckt. Zugleich werden die so
n Eisenfeile von dem Leitungsdrahte angezogen. — Ebenso
an eine flache, vom Strome durchflossene Drahtspirale, Fig. 80,
Kegelform an, indem jedes durch die Spirale magnetisirte
ie benachbarten Theilchen anzieht [2]).
einem geraden Leiter kann man auch auf Platten, durch
trom fliesst, mittelst Eisenfeilen die Strömungscurven fixiren [3]).

gt man eine Magnetnadel in horizontaler Lage auf einem auf 132
vimmenden Korke, oder bestreicht sie mit Fett und lässt sie
lein auf Wasser schwimmen, und leitet über ihr einen
Strom fort, so sucht sie sich zuerst senkrecht gegen densel-
len, wenn die Wirkung des Erdmagnetismus zu vernachläs-
d verschiebt sich sodann in der Richtung ihrer Axe so lange,
rch den Stromesleiter gelegte, die Axe der Nadel in einem
kel schneidende Ebene dieselbe halbirt [4]). Ist O, Fig. 81, der
Querschnitt des Stromes, NS die
auf seiner Richtung senkrechte
Nadel, so lassen sich die auf NO
und OS normalen, in der Ebene
NOS auf die Pole der Nadel
wirkenden Kräfte Ne und Sc in
je zwei Componenten zerlegen,
die einen Nf und Sd auf der Axe der Nadel senkrecht sind
t bewegen, da die Nadel in der O parallelen Ebene verbleiben
nderen Componenten Sb und Na fallen in die Richtung der
del und subtrahiren sich von einander. Die Nadel bewegt
ach der einen oder anderen Richtung, je nachdem die eine
derselben überwiegt. Beide Componenten werden gleich,
unter dem Halbirungspunkte von NS befindet; dann hat
lel ihre Gleichgewichtslage erreicht.

Fig. 81.

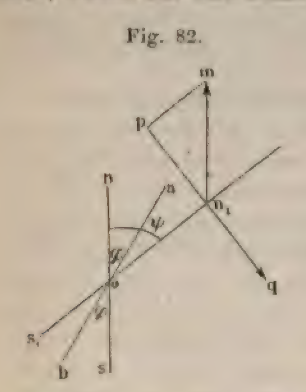
auf eine Magnetnadel, welche in einer, einem sehr langen 133
r parallelen Ebene schwingen kann, ausser der ablenkenden
romes noch der Erdmagnetismus, so nimmt sie eine durch
bedingte mittlere Richtung ein.
fachez Beispiel wollen wir die Einstellung einer Magnet-
hten, welche in einer Horizontalebene schwingen kann, und

Thompson, Chem. News 37, p. 272*; Phil. Mag. [5] 6, p. 348,
2, p. 522*. — [2]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 94,
nn. 66, p. 311*. Erman, Umrisse, Gilb. Ann. 67, p. 382*. Davy,
821, p. 11*; Gilb. Ann. 71, p. 230*. Faraday l. c. — [3]) Guthrie,
29, p. 143, 1874*. — [4]) Boisgiraud aîné, Ann. de Chim. et de
283, 1820*; Gilb. Ann. 67, p. 166*.

unter welcher in einiger Entfernung ein horizontaler Draht fortgeführt wird, der mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ bildet. Die Lage der Nadel im magnetischen Meridian sei ns, Fig. 82; ihre Lage nach ihrer Ablenkung durch einen durch Draht ab geleiteten Strom von der Intensität i sei $n_1 s_1$. Der Ablenkungswinkel der Nadel non_1 sei gleich ψ.

Nehmen wir ferner an, der Draht ab sei weit von der Nadel entfernt, welche nur eine kleine Länge habe, so ist nach §. 129 das von dem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $n_1 q = const\ i\ cos\ (\psi - \varphi)$. Die erdmagnetische Kraft wirkt am Pole n_1 mit der Kraft $H = mn_1$; das auf die Nadel daselbst ausgeübte, dem ersten entgegengesetzte Drehungsmoment ist somit proportional $n_1 p = H . sin\ \psi$. Soll die Nadel in Ruhe sein, so müssen beide Drehungsmomente gleich sein, d. i.

Fig. 82.



$$i = H . Const \frac{sin\ \psi}{cos\ (\psi - \varphi)}.$$

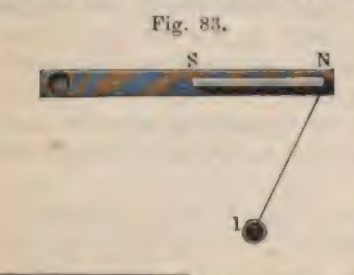
Ist der Draht, durch welchen der Strom fliesst, dem magnetischen Meridian parallel, so ist $\varphi = 0$, also $i = Const\ H\ tg\ \psi$. Dann ist also die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional.

Wir haben hierbei vorausgesetzt, dass wir die Wirkungen auf die schwingende Magnetnadel an ihren Enden concentrirt denken können; je nach ihrer Entfernung von dem Strome ändert sich eigentlich der Angriffspunkt der Kräfte allmählich und fällt bei sehr weiter Entfernung mit ihren Polen zusammen.

Ganz analog verhält sich innerhalb gewisser Grenzen eine in einem Multiplicatorrahmen schwebende Nadel (siehe weiter unten das Capitel Messapparate).

134 Dreht sich die Magnetnadel bei diesen Versuchen nicht um ihren Mittelpunkt, sondern um irgend einen anderen Punkt, so stellt sie sich so, dass die Resultante sämmtlicher auf sie wirkender Kräfte durch jenen Punkt geht. Ein Beispiel dieser Art hat **Roget**[1]) gegeben. Er befestigte eine Magnetnadel NS, Fig. 83, auf einem leichten Brettchen, welches sich um einen, gerade unter dem Pol befindlichen Punkt auf einer Spitze drehen konnte. Ein Gegengewicht ...

Fig. 83.



[1]) **Roget**, Darstellung des Elektromagnetismus. Deutsch von **Kottenkamp**, 1847*, p. 23.

rirte das Gewicht der Nadel. Wurde in einiger Entfernung von der adel ein verticaler, vom Strome duchflossener Leiter l aufgestellt, so usste sich unter dem Einfluss des Stromes allein die Nadel so drehen, ss die horizontale Verbindungslinie des Poles N mit dem Leiter l auf r Axe NS der Nadel senkrecht stand; denn nur so ging die auf dieser erbindungslinie senkrechte, vom Strom auf den Pol N ausgeübte Kraft urch den Unterstützungspunkt der Nadel.

Ist der Draht l dem Punkt S näher gerückt, als die Länge NS der adel, so ist diese Einstellung unmöglich. Sie bewegt sich dann so lange, is sie auf der einen oder anderen Seite an den Draht anschlägt.

Eigentlich würden sich diese Versuche nur anstellen lassen, wenn ie Nadel in der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwingt, nd der Stromesleiter auf dieser normal steht. In der Horizontalebene ird die Lage der Nadel durch die Wirkung des Erdmagnetismus geändert.

Die weitere Ausführung dieser Betrachtungen bietet keine Schwierigkeiten, wenn sie für specielle Zwecke erforderlich ist [1]).

Die Berechnung der Einwirkung mehrerer unendlich langer, ver- 135
schieden gerichteter und gleich- oder einander entgegenlaufender Ströme auf eine Magnetnadel hat in den meisten Fällen kaum mehr Interesse, als ein blosses Uebungsbeispiel. Wir wollen deshalb nur einen besonderen Fall betrachten [2]).

Durch zwei parallele und auf der Ebene des magnetischen Meridianes normale, vertical unter einander liegende Drähte werde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Bringt man über den oberen oder unter den unteren Draht eine in einer Horizontalebene bewegliche Magnetnadel, so wird sie so abgelenkt, wie wenn auf sie nur der ihr zunächst liegende Draht wirkte. Wird sie nach Ost oder West in einer gegen die Ebene der Drähte senkrechten Richtung verschoben, so nimmt die Ablenkung allmählich bis Null ab und kehrt sich bei weiterer Verschiebung um. Je weiter sich die Nadel über oder unter dem ihr benachbarten Draht befindet, desto weiter muss sie verschoben werden, um das Umkehrungsphänomen zu zeigen. Aus den Beobachtungszahlen, welche Seebeck in Bezug hierauf erhalten hat, folgerte Hansteen [3]), dass die Wendepunkte der Ablenkung der Nadel sich in einer Hyperbel befinden, deren Scheitel in den der Nadel zunächst liegenden Draht fällt. Hieraus schloss Hansteen weiter, dass die Kraft, mit der die Ströme in den beiden Drähten auf die Pole der Nadel wirken, ganz wie es Biot und Savart direct gefunden, dem Abstand derselben von den Drähten umgekehrt proportional sei (eigentlich der 1,018ten Potenz).

---

[1]) Siehe darüber v. Feilitzsch, Fernewirkungen des galvanischen Stro-, Karsten's Encyclopädie, p. 33, 1865*. — [2]) Seebeck, Abhandl. d. Berl. ademie 1821*, p. 289*; Schweigg. Journ. 32, p. 27*. — [3]) Hansteen, Gilb. n. 70, p. 175, 1822*.

137 Wie durch den galvanischen Strom, wird auch durch den Batteriestrom die Magnetnadel abgelenkt, wenn man ihn z. B. durch die Multiplicatorwindungen eines Galvanometers leitet [1]. Die Kraft, mit welcher diese Ablenkung bewirkt wird, ist allein von der Elektricitätsmenge abhängig, welche bei der Nadel in einer gegebenen Richtung vorbeiströmt. Sie ist also proportional der aus der Batterie entladenen Elektricitätsmenge q. Ist die Zeitdauer der Entladung sehr klein gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers, und wird dieselbe um den Winkel α abgelenkt, so ist:

$$q = const. \sin {}^1/_2 \alpha.$$

Diese Formel entspricht der Formel, welche für den Ausschlag α eines Pendels gilt, wenn dasselbe aus seiner Verticallage durch einen kurzen horizontalen Anstoss q nach der Seite hin in die Höhe schwingt.

Bei Erfüllung der letzteren Bedingung ist die Ablenkung der Nadel unabhängig von der Oberfläche der Batterie und der Natur des Schliessungsbogens, auch unabhängig davon, ob die Entladung oscillatorisch unter Hin- und Herbewegungen der Elektricität erfolgt [2].

So waren z. B. die Ablenkungen a der Doppelnadel eines Galvanometers bei folgenden Flaschenzahlen s und Elektricitätsmengen q in der Batterie mit Einschaltung von

Salmiaklösung	$q = 8$	$s = 7$	$a = 13$
Wasser . . .	8	7	13
Wasser . . .	8	1	14
Holzcylinder .	8	7	14

Bei Anwendung gewöhnlicher Galvanometer ergeben sich oft Abweichungen von diesem Gesetz, die nur dadurch bedingt sind, dass die entladenen Elektricitätsmengen, welche in grosser Dichtigkeit zum Multiplicator gelangen, zwischen den einzelnen Windungen durch die isolirende Umhüllung derselben unter einer im Innern des Multiplicators oft unmerklichen Funkenerscheinung übergehen [3]. Man hat deshalb feuchte Schnüre in den Schliessungskreis eingeschaltet, um die Elektricitäten in langsamerem Strom dem Galvanometer zuzuführen. Fertigt man den Multiplicator aus etwa 0,5 mm dickem Kupferdraht, welcher mit einer 0,5 bis 1 mm dicken Kautschuk- oder Guttaperchaumhüllung versehen ist, so hat man obigen Uebelstand kaum zu befürchten [4].

Ganz dasselbe Gesetz gilt, wenn man einen galvanischen Strom durch die Multiplicatorwindungen gehen lässt. Ist die gesammte

---

[1]) Zuerst nachgewiesen von Colladon, Ann. de Chim. et Phys. **33**, p. 6?*; Pogg. Ann. **8**, p. 336, 1826*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. **67**, p. 535, 1846*. — [3]) Faraday, Exp. Res. 3. Ser. §. 361 u. f., 1833*; W. Weber, Elektromagn. Maassbest. **1**, p. 86. — [4]) Alle früheren Angaben, die das erwähnte Gesetz nicht bestätigen, sind von den angeführten Nebenumständen beeinflusst.

lauer desselben verschwindend klein gegen die Schwingungsdauer Nadel, so ist wiederum die dem Sinus des halben Ablenkungs-els proportionale ablenkende Kraft desselben die gleiche, mag nun Strom 1 während der Zeit t oder der Strom n während der Zeit t/n ien.

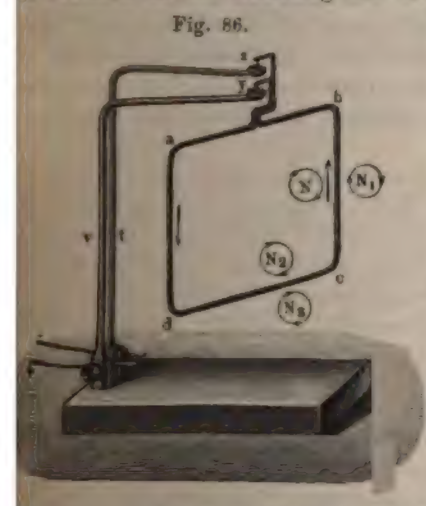
Dieselbe Beziehung muss gelten, wenn ein kurz dauernder constan-Strom durch die Multiplicatorwindungen fliesst. Auch hier ist der s des halben Ablenkungswinkels der Nadel der bei derselben vorbei-senden Elektricitätsmenge, also bei gleich langer Schliessung der nsität des Stromes während derselben proportional.

Wird der ganze Schliessungskreis auf das $n$fache verlängert und Strom eine gleiche kurze Zeit t wie vorher geschlossen, so ist die nkende Kraft nur $1/n$ der früheren. Sie ist also der Intensität des mes direct proportional.

Wie sich bei diesen Versuchen eine Anziehung und Abstossung 138
Magnetes durch einen Strom zeigt, so kann man umgekehrt eine iehung und Abstossung eines vom Strome durchflossenen ters durch einen Magnet nachweisen.

Hängt man am Ampère'schen Stativ, Fig. 86, einen Draht auf, h welchen in der Richtung der beigezeichneten Pfeile ein Strom fliesst, und nähert ihm einen Stahlmagnet von vorn, so dass der Nordpol N desselben nach hinten gerichtet ist, derselbe also durch einen in der Richtung des um N angegebenen Pfeiles seinen Magnetismus erhalten hat, so wird der bewegliche Draht von dem Magnetpol abgestossen. Befindet sich der Magnetpol in N_1, also auf der anderen Seite des Drahtes, so tritt dagegen eine Anziehung ein. Ebenso werden die horizontalen Theile des Leiters abgestossen, wenn der Magnet sich in N_2, angen, wenn er sich in N_3 befindet. Wird der Magnetstab in umgekehrter tung dem aufgehängten Draht genähert, so dass sein Südpol nach n gerichtet ist, so tritt an Stelle der Anziehung eine Abstossung, umgekehrt.

Fig. 86.



Sehr bequem lassen sich diese Erscheinungen mit de la Rive's immenden Strömen (§. 79) nachweisen.

In ähnlicher Weise beobachtete Davy[1]), dass Platindrähte, welche auf einer Messerschneide balancirt waren und durch die ein Strom geleitet wurde, sich beim Annähern eines Magnetes bewegten.

139 Bringt man einen in sich geschlossenen, frei beweglichen Kreisstrom in die Nähe eines Magnetes, so schiebt er sich über denselben, so dass die Richtung des Stromes in ihm gleich wird der Richtung der im Magnet anzunehmenden Molecularströme, und er ist erst im Gleichgewicht, wenn seine Ebene normal steht auf der Axe des Magnetes, dieselbe halbirt und er den Magnet an irgend einer Seite mit seiner Peripherie berührt. Auch diese Versuche lassen sich sehr gut mit de la Rive's[2]) schwimmenden Strömen anstellen. Es zeigt sich dabei eine interessante Erscheinung: Nähert man einem schwimmenden Strom von der Seite einen horizontalen Magnetstab, so stellt sich der Strom zuerst so, dass er auf seiner dem Magnet zugekehrten Seite den Molecularströmen in der benachbarten Seite des Magnetes gleich gerichtet ist, und bewegt sich zum Magnet hin. Stellt man den Strom durch einen kleinen Magnet dar, dessen Querschnitt der Fläche des Stromes entspricht, so würde er seinen Nordpol dem Südpol des Magnetes und umgekehrt zuwenden.

Fig. 87.



Steht die Ebene des Stromes gerade senkrecht auf der Magnetaxe und schneidet dieselbe in ihrer Mitte, so befindet sich der Strom in labilem Gleichgewicht. Sobald er sich ein wenig nach dem einen oder anderen Pol des Magnetes verschiebt, gleitet er zu demselben hin, indem er sich dabei mit seiner vom Magnet abgekehrten Seite zu ihm hinneigt und sich allmählich mit der ganzen Fläche an ihn anlegt. Der Strom bewegt sich sodann ein wenig über das Ende des Magnetes hinaus vorwärts, legt sich um und schiebt sich auf den Magnet hinauf, bis er auf der Mitte desselben angekommen ist.

Die Wirkungen der Pole N und S, Fig. 87, des Magnetes gegen den kleinen Magnet ns, durch welchen wir uns den Strom ersetzt denken, greifen an irgend zweien, zu beiden Seiten der Stromfläche liegenden nord- und südpolaren Punkten n und s desselben an. Ist der Strom normal gegen die Magnetaxe und gleich weit von N und S, so sind beide Wirkungen gleich und liefern nur eine Componente, die den Strom

---

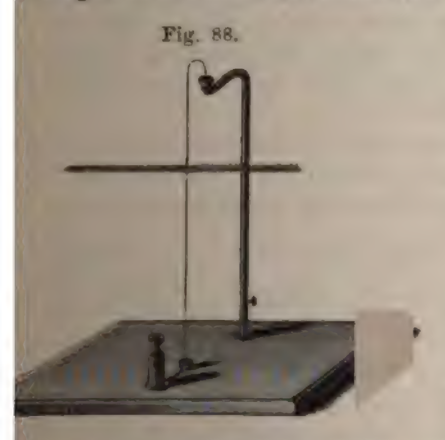
[1]) Davy, Phil. Trans. 1821, p. 17*. — [2]) De la Rive, Bibl. univ. 18, p. 276; Gilb. Ann. 71, p. 120, 1822*.

gnet festhält. Ist aber der Strom dem einen Pole näher, z. B. an eigt sich der den Strom ersetzende Magnet mit seinem Ende s N hin und wird zugleich gegen N stärker hingezogen, wie S. Der ganze Strom bewegt sich also nach dem Pol N. Er ch mit seiner nach N gekehrten Seite gegen die Axe NS, und h an dieselbe an, wenn beim Fortschreiten der Bewegung des der Pol s des kleinen ihn ersetzenden Magnetes immer stärker V hingezogen wird. So gelangt der Stromkreis allmählich vor le des Magnetes und schiebt sich dann über den Magnet hin-ie sich leicht aus der Wirkung der Magnetpole auf die Strom-r ableiten lässt.

Vergleichung des Verhaltens der Magnete und der Solenoide.

r haben jetzt zu zeigen, dass die Wirkung eines Magnetes auf 140
melement, sowie die Wirkung zweier Magnete auf einander sich Annahme von Molecularströmen, welche ihre Axe umkreisen, ihren lassen. Wir führen diesen Nachweis, indem wir den Magnet ar betrachten, seine Pole an seine Enden verlegen, und somit irkungen nach aussen mit denen eines Solenoides parallelisiren. Dickere Magnetstäbe und Stäbe, deren Pole nicht an den Enden liegen, können wir immer als Bündel linearer Stäbe oder einzelner, verschieden langer Solenoide (§. 92) ansehen.

Fig. 88.



Zuerst kann man die soeben ausgesprochene Analogie durch das Experiment begründen, indem man annähernd ein Solenoid darstellt [1]). Man windet eine ge-htspirale, Fig. 88, von übersponnenem Kupferdraht, und lei-Enden ihres Drahtes durch ihre Axe bis zu ihrer Mitte zurück, sodann nach oben und unten und versieht sie mit Stahlspitzen, n Quecksilbernäpfchen eingehängt werden. Leitet man durch

---

[1]) mpère, Ann. de Chim. et de Phys. 15, p. 172, 1820*; Théorie p. 323

diese Spirale einen Strom, so kann man bei der Kleinheit ihrer Windungen jedes Element des Stromes in zwei Elemente zerlegen, von denen das eine in die Richtung der Axe der Spirale fällt, das andere darauf senkrecht steht. Die Wirkung der Ströme in den ersteren Componenten nach aussen heben sich mit den Wirkungen des Stromes in den durch die Axe der Spirale gezogenen Drähten auf. Die anderen Componenten stellen vereint kleine Kreisströme dar, die um die Axe der Spirale in Ebenen kreisen, welche gegen dieselbe normal sind und somit ein Solenoid bilden, so weit wir ihre Ausdehnung als sehr klein betrachten können. — Würde man die Drähte von den Enden der Spirale aus sogleich nach aussen hin in Quecksilbernäpfchen leiten, so würden sich jene der Axe parallelen Componenten nicht aufheben und einen geradlinigen Strom in der Richtung der Axe der Spirale darstellen, auf welchen genäherte Magnete u. s. f. noch besonders einwirkten.

Nähert man den Enden dieses Solenoides den Nord- oder Südpol eines Magnetes, so werden dieselben angezogen oder abgestossen, je nachdem die supponirten Molecularströme im Magnet den Strömen im Solenoid gleich- oder entgegengerichtet sind. Hierbei verhält sich wiederum dasjenige Ende des Solenoides wie ein magnetischer Nordpol, welches zur Linken eines Beobachters liegt, der in den Windungen des Solenoides mit dem positiven Strome fortschwimmt und die Axe desselben betrachtet.

Man kann auch bei diesen Versuchen das Solenoid nach Art der schwimmenden Ströme von de la Rive (§. 79) auf einem Kork befestigen, die Enden desselben durch letzteren leiten, unterhalb eine Zink- und eine Kupferplatte daran löthen, und den Kork auf saurem Wasser schwimmen lassen. Man bedarf dann keiner besonderen galvanischen Säule.

Die Wirkung des Solenoides auf eine über demselben aufgehängte Magnetnadel ist nur gering, da sich die Wirkungen der einander diametral gegenüberstehenden Theile der Windungen nahezu aufheben.

141 Noch vollständiger ergiebt sich die Analogie zwischen den Magneten und Solenoiden aus den folgenden mathematischen Betrachtungen:

Wir vergleichen zuerst die Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement mit der eines einseitig begrenzten Solenoids auf dasselbe.

Bezeichnet man den Abstand eines Poles m des Magnetes vom Stromelement ds mit l, den Winkel zwischen ds und l mit (l, ds), den Magnetismus des Magnetpoles mit m, die Intensität des Stromes in ds mit i, so ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetz die Wirkung auf das Element, welche auf der durch das Element ds und die Verbindungslinie l desselben mit m gelegten Ebene senkrecht steht:

$$W = \frac{im \,.\, ds \sin(l, ds)}{l^2}.$$

Wir haben schon §. 43 berechnet, dass die Einwirkung R eines nach einer Seite unendlich verlängerten Solenoids auf ein Element ds (absolut genommen) durch die Formel

$$R = \frac{1}{2}\, i i_1 ds \,.\, \lambda\alpha \frac{\sin(l, ds)}{l^2}$$

dargestellt wird, wo l der Abstand des Elementes ds von dem ihm zunächst liegenden Ende des Solenoids, i und i_1 die Intensitäten der Ströme im Element und in dem Solenoid, λ der Flächenraum jedes geschlossenen Stromes des Solenoids, α die Zahl dieser Ströme auf der Längeneinheit des Solenoids ist, und R auf der durch l und ds gelegten Ebene senkrecht steht.

Die Werthe R und W werden identisch, wenn

$$m = \frac{1}{2}\, i_1 \lambda \alpha$$

ist. — Wir können also auch hier die Wechselwirkung zwischen einem Magnetpol und einem Elemente durch die Wirkung eines einseitig unendlich verlängerten Solenoids auf das Element darstellen.

Wir vergleichen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Magnetes mit der eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Element eines zweiten Stromes. 142

Das Element liege in dem Anfangspunkte der Coordinaten und falle mit der Z-Axe zusammen; seine Länge sei dz_1, die Intensität des dasselbe durchfliessenden Stromes sei i_1, die Coordinaten des Schwerpunktes des kleinen geschlossenen Stromes seien x, y, z, seine Intensität i, der von ihm umkreiste Flächenraum λ, sein Abstand vom Element $dz_1 = l$. Dann sind nach §. 41 die Componenten der Wirkung desselben auf das Element dz_1, da $dx_1 = dy = 0$:

$$X = +\frac{1}{2}\, i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}\, dz_1,\ Y = -\frac{1}{2}\, i i_1 \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}\, dz_1, Z = 0,$$

wo dq die Länge eines unendlich kleinen, auf der Ebene des Stromes λ errichteten Lothes ist, welches das Differential des Abstandes derselben vom Coordinatenanfangspunkt darstellt.

Ein kleiner Magnet, dessen Axe auf der Ebene des kleinen Stromes λ senkrecht steht, habe die Länge ε; die an seinen beiden Endpunkten angehäuften magnetischen Fluida seien $+\mu$ und $-\mu$; dann wirkt das Fluidum $+\mu$ auf das Element dz_1 mit einer Kraft, welche senkrecht auf dem Elemente dz_1 und der Linie l steht, also in der XY-Ebene liegt und gleich ist:

$$K_{+\mu} = i_1 dz_1 . \mu \frac{\sin(l, z)}{l^2} = i_1 dz_1 \mu \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l^3},$$

wo (l, z) den Winkel zwischen dem Element dz_I oder der Z-Axe und der Verbindungslinie l desselben mit dem unendlich kleinen Magnet bedeutet.

Die Componente dieser Kraft, welche mit der X-Axe zusammenfällt, ist demnach

$$X_{+\mu} = i_I dz_I \mu \frac{y}{l^3}.$$

Um die Wirkung des zweiten Poles des Magnetes nach der Richtung der X-Axe zu erhalten, müssen wir berücksichtigen, dass sich der Werth z/l^3 ändert, wenn wir auf der Axe des Magnetes, welche mit der Richtung des Lothes q zusammenfällt, vom ersten zum zweiten Pol um die Länge ε fortschreiten. Wir müssen daher z/l^3 als Function von q betrachten und den betreffenden Werth der Function für $q + \varepsilon$ entwickeln. Dann erhalten wir mit Vernachlässigung der Glieder, welche die höheren Potenzen des kleinen Werthes ε enthalten,

$$f(q + \varepsilon) = f(q) + \varepsilon \frac{df(q)}{dq} = \frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}.$$

Demnach ist die X-Componente der Wirkung dieses zweiten Poles

$$X_{-\mu} = - i_I dz_I \mu \left(\frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dy}\right)$$

und die gemeinsame Wirkung beider Pole

$$X_{\pm\mu} = - i_I dz_I \mu \varepsilon \cdot \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = - \frac{i_I dz_I \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l} \frac{dl}{dq}\right).$$

Ebenso ist die Y-Componente dieser Wirkung

$$Y_{\pm\mu} = + i_I dz_I \mu \varepsilon \cdot \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = + \frac{i_I dz_I \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l} \frac{dl}{dq}\right).$$

Diese Werthe sind den Componenten der Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf das Element dz_I gleich, wenn (bei Umkehrung des Magnetes)

$$\frac{1}{2} i_I \lambda = \mu \varepsilon$$

ist. — Wir können die Länge des kleinen Magnetes ε beliebig wählen, müssen dafür aber den Werth μ so abändern, dass das Product $\mu \varepsilon$, das „Moment des Magnetes" constant bleibt. Von diesem allein ist seine Wirkung auf das Stromelement abhängig.

Da man jedes Stromelement eines kleinen geschlossenen Stromes, mithin ihn selbst in seiner Wirkung auf ein anderes Stromelement durch

rojectionen auf drei, den Coordinatenebenen parallele, durch seine gelegte Ebenen ersetzen kann, so kann man auch die den geschlosse-rom ersetzenden, auf seiner Ebene normalen kleinen Magnete in je agnete von gleichem Magnetismus wie jene zerlegen, deren Längen jectionen derselben auf drei durch sie gelegte, den Coordinaten-arallele Linien sind [1]).

ach dieser Betrachtung können wir die oben gegebenen Formeln 143 mändern. Wir wollen dabei annehmen, der Mittelpunkt M des tes NS, welcher auf das im Coordinatenanfangspunkt befindliche t $d\varepsilon_I$ wirkt, falle in die YZ-Ebene.

e Wirkungen der Projectionen des Magnetes NS auf die durch M den Axen gelegten Linien stehen normal auf der durch ihre Pole $_I$ gelegten Ebene, sind also der XY-Ebene parallel. Wir kön-aus den Formeln des §. 142 die Componenten dieser Wirkungen r X- und Y-Axe berechnen.

r die auf der YZ-Ebene senkrecht stehende Projection des Magnetes $= dx$, $dy = 0$, $dl = 0$, $x = 0$, also

$$X = 0, \qquad Y = \frac{i_I d\varepsilon_I \mu \varepsilon}{l^3}$$

die analoge Formel [§. 39] für die Einwirkung eines kleinen ge-nen Stromes auf ein in seiner Ebene liegendes Element).

r die Projection des Magnetes, welche mit der Y-Axe parallel auf der Richtung des Elementes $d\varepsilon_I$ senkrecht steht, ist dq $dx = 0$. Bezeichnen wir den Winkel, den die Verbindungslinie mit der Axe des Magnetes macht, mit ψ, so ist $dl/dq = \cos\psi$; $\cos\psi$, also

$$X = -\frac{i_I d\varepsilon_I \mu \varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi), \quad Y = 0.$$

r die der Z-Axe parallele, d. i. dem Element $d\varepsilon_I$ gleichgerichtete n ist $dq = d\varepsilon_I$, $dx = 0$, $dy = 0$, $x = 0$. Nennen wir den zwischen der Linie $d\varepsilon_I M$ und der Axe des Magnetes ψ_I, so ist $= \cos\psi_I$, $y/l = \sin\psi_I$, also

$$+\frac{3 i_I d\varepsilon_I \mu \varepsilon}{l^3}\cdot\cos\psi_I \sin\psi_I = +\frac{3 i_I d\varepsilon_I \mu \varepsilon}{2 l^3}\cdot\sin 2\psi_I, \; Y = 0$$ [2]).

r die Wirkungen eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein ment erhalten wir selbstverständlich dieselben Formeln, wenn Winkel, welchen die Verbindungslinie des Elementes und des unktes des Stromes mit dem auf der Ebene des Stromes in diesem

---

[1]) ehe auch einen Beweis dieser Analogie von G. Lippmann, Journ. de p. 371, 1879*; Beibl. 4, p. 146*. — [2]) Vergl. eine andere Ableitung von er, Pogg. Ann. 77, p. 28, 1849*.

Punkt errichteten Loth bildet, wiederum mit ψ bezeichnen, und in obigen Formeln den Werth $\mu\varepsilon$ durch $\frac{1}{2}\, i_1 \lambda$ ersetzen, wo λ der Flächenraum, i_1 die Intensität des geschlossenen Stromes ist.

144 Ferner wollen wir die Wirkungen eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ auf einen Magnetpol vergleichen mit der eines auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehenden unendlich kleinen Magnetes auf den Magnetpol.

Da wir §. 141 gesehen haben, dass wir für die Wechselwirkung eines Magnetpoles und eines Stromelementes den Magnetpol durch ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid ersetzen können, so wird das Gleiche geschehen können, wenn jenes Stromelement einem kleinen geschlossenen Strom angehört.

Sind die Coordinaten des dem Magnetpol entsprechenden Endes des Solenoids $x_1 y_1 z_1$, die des kleinen Stromes $x^1 y^1 z^1$, ist die Intensität der Ströme des Solenoids i_1, der Flächenraum derselben λ_1, ihre Zahl auf der Längeneinheit des Solenoids α, der Abstand der Punkte $x_1 y_1 z_1$ und $x^1 y^1 z^1$ gleich l, so ist nach §. 44 die X-Componente der Wechselwirkung des Stromes und Solenoids:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \lambda \lambda_1 \alpha \frac{d\left(\frac{x_1 - x^1}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das vom Anfangspunkte der Coordinaten auf die Ebene des kleinen Stromes gefällte Loth ist.

Hat der kleine, auf dem geschlossenen Strome senkrecht stehende Magnet die Länge ε, ist der Magnetismus desselben $\pm \mu$, der des Magnetpols, welchen das Solenoid ersetzt, gleich m, so finden wir ganz analog wie in den vorigen Paragraphen, die X-Componente der Wechselwirkung beider:

$$(X) = -m \mu \varepsilon \frac{d\left(\frac{x_1 - x^1}{l^3}\right)}{dq}.$$

Wiederum können wir also die Wirkung des kleinen Stromes auf den Magnetpol m durch die eines unendlich kleinen Magnets ersetzen, wenn für letzteren:

$$\mu \varepsilon = \frac{1}{2}\, i_1 \lambda$$

ist. Auch hier ist die Wirkung des den geschlossenen Strom ersetzenden Magnetes nur von seinem Moment $\mu\varepsilon$ abhängig.

145 Aus dieser Formel leitet sich noch folgender Ausdruck für die Wirkung eines kleinen Magnets NS, Fig. 89, vom Moment $\mu\varepsilon$ auf einen Magnetpol m ab. Der letztere falle mit dem Anfangspunkt der Coordinaten zusammen. Dann sind $x_1, y_1, z_1 = 0$. Der kleine Mag-

XY-Ebene, seine Axe sei der X-Axe parallel, der Winkel
Verbindungslinie des einen Poles S des Magnetes mit dem Magnetpol und der Axe NS des Magnetes $\angle\, mSN = v$, dann ist:

$$dq = dx,\ dy = 0,\ dl = dq \cos v.$$

Die Componenten der Wirkung werden also:

$$X = m\mu\varepsilon\,\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l}\frac{dl}{dq}\right) = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(1 - 3\cos^2 v\right).$$

$$\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l}\frac{dl}{dq}\right) = 3\,\frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\sin v \cos v.$$

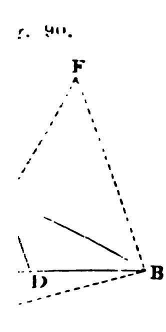
ltante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{1}{l^3}\, m\mu\varepsilon \sqrt{1 + 3\cos^2 v}.$$

Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf den Magnet-
man auf dieselbe Weise:

$$R = -\frac{i_1 \lambda m}{2 l^3}\sqrt{1 + 3\cos^2 v}\ ^{1)}.$$

en Satz hat W. Weber [2]) auch aus einem für viele Anwen-
tigen Lehrsatz von Gauss [3]) abgeleitet:



g. 90.

In A, Fig. 90, liege ein kleiner Magnet ns von der Länge ε, dessen Magnetismus an beiden Polen $\pm\mu$ betrage. Sein magnetisches Moment ist also $M = \varepsilon\mu$. In C befinde sich in grösserer Entfernung von ns der Magnetpol m. Errichtet man auf AC in C das Loth CB, verlängert ns bis B und theilt AB in D, so dass $AD = \frac{1}{3} AB$ ist, so ist CD die Richtung der von ns auf C ausgeübten Kraft, und die Grösse derselben ist: $CD / AD \,.\, Mm / AC^3$. Dieselbe ist von C nach D gerichtet, wenn die Pole leichnamig, entgegengesetzt von D nach C gerichtet, wenn nig sind.

l C der X-Axe, CB der Y-Axe parallel, dann ist die X- und nte der Wirkung von ns auf C:

che auch Poisson, Mém. de l'Acad. 5, p. 268*. — [2]) W. Weber, 5, p. 33, 1842*; Elektrodyn. Maassbest. 1, p. 53*. — [3]) Gauss, magn. Vereins. 1837, p. 23* und 1840, p. 26*.

$$X = -\frac{m\mu}{Cn^2}\cos ACn + \frac{m\mu}{Cs^2}\cos ACs,$$

$$Y = -\frac{m\mu}{Cn^2}\sin ACn + \frac{m\mu}{Cs^2}\sin ACs.$$

Wegen der Kleinheit der Winkel ACn und ACs können wir:

$$\cos ACn = \cos ACs = 1,\ \sin ACn = \sin ACs = \tfrac{1}{2}\frac{\varepsilon}{AC}\frac{CB}{AB}$$

setzen. Ferner ist:

$$\frac{1}{Cs^2} - \frac{1}{Cn^2} = \frac{2\varepsilon}{AB.AC^2},\ \text{und}\ \frac{1}{Cs^2} + \frac{1}{Cn^2} = \frac{2}{AC^2},$$

also

$$X = \frac{2Mm}{AB.AC^2}, \qquad Y = \frac{CB}{AB}\frac{Mm}{AC^3},$$

daher die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{Mm}{AB.AC^3}\sqrt{4AC^2 + BC^2}.$$

Verlängert man CA bis E, so dass $AE = AC$ und zieht B
parallel CD, so ist $BE = \sqrt{CE^2 + CB^2} = \sqrt{4AC^2 + BC^2}$. Da
ist $\triangle BCE \cong BCF$, also $BE = BF = 3CD$, und $AB = 3AD$, al

$$R = \frac{CD}{AD}\frac{Mm}{AC^3}\ \text{w. z. b. w.}$$

Setzt man $AC = l$, $\angle sAC = \psi$, und beachtet, dass in $\triangle DA$
$AC = AB\cos DAC = 3AD\cos\psi$ und zugleich $CD^2 = AC^2 + A$
$-\ 2AC.AD\cos\psi = AD^2(1 + 3\cos^2\psi)$ ist, so folgt:

$$R = \frac{Mm}{l^3}\sqrt{(1 + 3\cos^2\psi)}\ \text{wie oben.}$$

Bildet man die Ausdrücke X/R und Y/R, so ergiebt sich, da
auch die Richtung der Resultante R mit CD zusammenfällt.

Aus diesem Satze folgt unter Anderen: Ist C der Pol einer Magne
nadel, welche sich unter Einfluss des Erdmagnetismus in den mit CD zu
sammenfallenden magnetischen Meridian einstellt, und soll ein horizon
taler, entfernter, in A liegender Magnet ns, dessen Axe auf dem Meridia
senkrecht steht, das Azimuth derselben nicht ändern, so muss die R
sultante der Wirkungen von ns auf C mit CD zusammenfallen. I
diesem Fall ist in der Figur $\angle ADC = 90^0$, also $tg\,ACD = AD/D$
$= AD/\sqrt{AD.DB} = \sqrt{1/2}$. Die Verbindungslinie AC der Nadel mi
dem Magnet muss also mit dem Meridian einen Winkel $ACD =$
16′ machen. — Die Directionskraft der Magnetnadel in C ändert si
dadurch um $m\mu\sqrt{2}/AC^3$, wo m und μ die Momente der beiden Ma
nete sind.

ie X-Componente der Wirkung zweier kleiner geschlossener Ströme en Intensitäten i und i_1 und den Flächenräumen λ und λ_1, deren inaten xyz, $x_1 y_1 z_1$ sind, haben wir §. 42 gefunden:

$$X = -\,{}^1\!/_2\, i i_1\, \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\, dq_1};$$

iederum dq und dq_1 die kleinen, auf den Stromebenen errichteten sind, welche die Differentiale ihre Abstände vom Coordinaten-gspunkt darstellen.

Sind die kleinen Ströme durch zwei Magnete von der Länge ε und n Magnetismen $\pm\mu$ und $\pm\mu_I$ ersetzt, deren Axen auf ihnen senk-stehen, so ist nach §. 144 die X-Componente der Wirkung des derselben auf den einen Pol $+\mu_I$ des anderen dargestellt durch:

$$X_{+\mu I} = -\,\mu_I \mu\, \varepsilon \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Wollen wir dieselbe Wirkung für den anderen Pol $-\mu_I$ des Mag-berechnen, so müssen wir X als Function des Werthes q_I betrach-nd den betreffenden Werth für $q_I + \varepsilon_1$ entwickeln. Dann ist:

$$X_{-\mu I} = +\,\mu_I \mu\, \varepsilon \left[\frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l_3}\right)}{dq} + \varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\, dq_1}\right]$$

ie gemeinsame Wirkung beider Pole:

$$X_{\pm\mu I} = \mu \mu_I\, \varepsilon \varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\, dq_1}. \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Die Y- und Z-Componenten entwickeln sich in gleicher Weise. — usdrücke für die Wechselwirkung der beiden kleinen Ströme und ete werden identisch, wenn:

$${}^1\!/_2\, i i_1\, \lambda \lambda_1 = \mu_I \mu\, \varepsilon \varepsilon_1.$$

Sind die Flächenräume und Intensitäten der Ströme, sowie die Mo-e $\mu\varepsilon$ und $\mu_1 \varepsilon_1$ der Magnete gleich, so ist auch:

$${}^1\!/_2\, i^2 \lambda^2 = \mu^2 \varepsilon^2, \text{ also}$$

$$\mu \varepsilon = i \lambda \sqrt{{}^1\!/_2}.$$

Zum Schluss vergleichen wir auch noch die Wirkung zweier Magnet- 146
auf einander mit der Wirkung zweier, nach einer Seite unendlich ngerter Solenoide auf einander, deren Endpunkte dieselbe Lage n, wie die Pole der Magnete.

Nach §. 45 ziehen sich die in der Endlichkeit liegenden Enden der noide mit einer Kraft an, welche dem Quadrat ihrer Entfernung

umgekehrt entspricht, und dem Product der Flächenräume λ^1 und λ_1 der Molecularströme, sowie dem Product der Intensitäten i^1 und i_1 derselben und dem Product ihrer Anzahl α^1 und α_1 auf der Längeneinheit des Solenoides direct proportional ist. So ergab sich absolut genommen:

$$R = {}^1/_2\, i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{1}{l^2}.$$

Die Wirkung zweier Magnetpole auf einander, welche die magnetischen Fluida m und μ enthalten, und sich in der Entfernung l von einander befinden, ist aber nach §. 113:

$$= \frac{m\mu}{l^2}.$$

Dieser Werth wird mit dem oben gegebenen, theoretisch gefundenen Resultat identisch, wenn man:

$$m\mu = {}^1/_2\, i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \text{ setzt.}$$

Ist $m = \mu$, so ist auch $i_1 \lambda_1 \alpha_1 = i^1 \lambda^1 \alpha^1$, also

$$m = \mu = i_1 \lambda_1 \alpha_1 \sqrt{{}^1/_2}.$$

Mithin lässt sich das Gesetz der Einwirkung zweier Magnetpole auf einander auch unmittelbar aus der Annahme ableiten, dass die einzelnen Molecüle der Magnete von Molecularströmen umflossen sind.

Sind die beiden, auf einander wirkenden Magnete begrenzt, und bezeichnet man die Coordinaten ihrer Pole, welche an ihre Enden verlegt seien, so wie deren Abstände mit den Indices ^{1} und ^{0}, so setzt sich die X-Componente der Wirkung aus den gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen der Pole $\pm m$ und $\pm \mu$ zusammen. Sie ist:

$$X = m\mu \left(\frac{x_1 - x^1}{(l_1^1)^3} + \frac{x_0 - x^0}{(l_0^0)^3} - \frac{x_1 - x^0}{(l_1^0)^3} - \frac{x_0 - x^1}{(l_0^1)^3} \right).$$

Auch diese Formel ist identisch mit der für die Wechselwirk zweier begrenzter Solenoide erhaltenen Formel, wenn wir dieselbe Su stitution, wie oben, für $m\mu$ vornehmen.

Wir können somit die Wechselwirkung zwischen zwei Magne und zwischen einem galvanischen Strom und einem Magnet stets dadu darstellen, dass wir die Magnete durch Solenoide ersetzen. So haben nur die Anziehungen und Abstossungen der Ströme der Solenoide ge einander und gegen andere geschlossene Ströme zu betrachten, we Kräfte ganz analog, wie die übrigen Anziehungskräfte in der Richt der Verbindungslinie der einzelnen Elemente der auf einander wirke den Ströme thätig sind. — Würden wir dagegen die von den Magne ausgehenden Kräfte als ganz besondere ansehen, so würde die Wech wirkung zwischen denselben und den Stromelementen nach dem Biot-Savart'schen Gesetz senkrecht gegen die durch das Element und d

: gelegten Ebenen wirken. Man würde auf diese Weise ausser ehungskräften noch neue Naturkräfte annehmen müssen, die ı Kräftepaaren wirkten (siehe das Schlusscapitel).

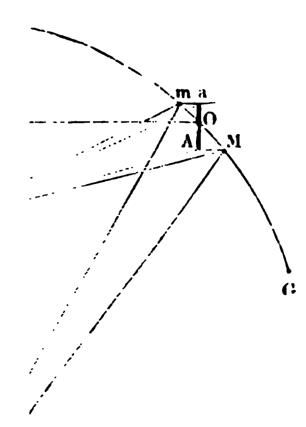
ıtionen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.

A. Allgemeine Theorie der Rotationen.

ir nach dem Vorhergehenden jeden geschlossenen Strom bei kung auf die Elemente eines zweiten Stromes durch einen setzen können, da wir ferner eine Rotation eines Stromele- ch einen geschlossenen Strom hervorbringen können, so ist glich, durch die Einwirkung eines Magnetes auf ein Strom- ıe Rotation des einen oder anderen herzustellen. 147

etrachten zuerst die allgemeinen Gesetze dieser Rotationen eine Reihe von speciellen, durch das Experiment geprüften Fällen, wobei wir zugleich die mehr elementaren, wenn auch nicht immer ganz ausreichenden Erklärungen beifügen wollen.

Fig. 91.



Die Gesetze der Rotation eines Magnetes um ein Stromelement und umgekehrt können durch eine einfache Betrachtung aus dem Biot-Savart'schen Gesetze[1]) abgeleitet werden.

Wir wollen annehmen, dass die Pole eines Magnetstabes mit seinen Enden zusammenfallen, und letztere somit auch die Angriffspunkte der Wirkung eines Stromes auf den Magnet sind.

Sind N und S, Fig. 91, diese Pole, ist mM ein Element des Stromes, so stehen die (in der Figur nicht gezeichneten) Resultanten OC und OD der Wirkungen von N und S nkrecht auf den Ebenen NmM und SmM und wirken an ıngspunkt O des Elementes in entgegengesetzten Richtungen.

ère, Ann. de Chim. et de Phys. 37, 113, 1828*.

Ist der Abstand des Elementes von N gleich r, der von S gleich r_1, sind die Winkel zwischen der Richtung des Elementes und seinen Verbindungslinien mit den Polen $\angle MmN = w$, $\angle MmS = w_1$, ist ferner der in N und S angehäufte Magnetismus des Magnetes gleich $\pm \mu$ und die Länge des Elementes $mM = ds$, die Intensität des Stromes in demselben gleich i, so ist:

$$OC = \frac{\mu\, i\, ds \sin w}{r^2} \qquad OD = -\frac{\mu\, i\, ds \sin w_1}{r_1^2}.$$

Die Flächen der Dreiecke NmM und SmM sind aber gleich $\frac{1}{2} r\, ds \sin w$ und $\frac{1}{2} r_1 ds \sin w_1$. Bezeichnet man die doppelten Flächen derselben mit dv und dv_1, so erhält man:

$$OC = \frac{\mu\, i\, dv}{r^3} \qquad OD = -\frac{\mu\, i\, dv_1}{r_1^3}.$$

Will man die gemeinsame Wirkung beider Kräfte nach einer gegen OC und OD um die Winkel ε und ε_1 geneigten Linie OE bestimmen, so muss man die Wirkung OC mit $\cos \varepsilon$, OD mit $\cos \varepsilon_1$ multipliciren und beide Werthe addiren.

Bezeichnet man die doppelten Projectionen der Dreiecke NmM und SmM auf eine auf OE senkrechte Ebene mit du und du_1, so ist $\cos \varepsilon = du/dv$, $\cos \varepsilon_1 = du_1/dv_1$, also die Wirkung in der Richtung OE

$$OE = \mu\, i \left(\frac{du}{r^3} - \frac{du_1}{r_1^3}\right).$$

148 Die Kraft OE stehe jetzt auf der durch den Mittelpunkt des Elementes O und die Axe NS des Magnetes gelegten Ebene senkrecht. Dann ist die Projection des Dreieckes NmM auf die Ebene NSO durch Dreieck NaA dargestellt. Bezeichnet man den Winkel FNM zwischen der Axe NS und der Projection Na der Linie Nm auf die Ebene NSO mit ϑ, so ist $\angle aNA = d\vartheta$ und das doppelte Dreieck $aNA = du = r^2 d\vartheta$. Also ist die Componente der Wirkung des Poles N auf mM senkrecht gegen Ebene ONS gleich $\mu\, d\vartheta / r$.

Wollen wir das in derselben Richtung auf das Element mM ausgeübte Drehungsmoment um die als feste Axe betrachtete Magnetaxe NS bestimmen, so ist der Werth mit dem Abstand von O von der letzteren, d. i. mit $OP = r \sin \vartheta$ zu multipliciren. Dann ist es gleich $\mu\, i \sin \vartheta\, d\vartheta$.

Ist in gleicher Weise der Winkel $NSA = \vartheta_1$, so ist das durch den Pol B ausgeübte Drehungsmoment in derselben Richtung $-\mu\, i \sin \vartheta_1 d\vartheta_1$, also das ganze durch beide Pole dem Element mM ertheilte Drehungsmoment:

$$D = \mu\, i\, (\sin \vartheta\, d\vartheta - \sin \vartheta_1\, d\vartheta_1).$$

Ersetzt man den Magnet durch ein Solenoid, so ist ersichtlich, dass nur dann eine Rotation eintreten kann, wenn dabei das Element d

seine relative Lage gegen die einzelnen Punkte der Peripherie der Kreisströme desselben ändert. Ist daher Mm mit AB fest verbunden, so rotiren sie nicht um einander, wie man nach der directen Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes vermuthen könnte. Sind beide getrennt, so kann je nach der Lage der Rotationsaxe das Element um den festen Magnet, dieser um das festgestellte Element, oder auch der Magnet um seine eigene Axe rotiren.

Die Z-Axe eines rechtwinkeligen Coordinatensystemes, dessen Mittelpunkt NS halbirt, falle mit der Axe NS des Magnetes zusammen, die Y-Axe sei senkrecht dagegen in der durch NS und O gelegten Ebene und die X-Axe zu letzterer Ebene normal. Wir wollen dabei, wenn wir durch O Linien parallel diesen Axen ziehen, die Richtung der Z nach oben, die Richtung der Y von links nach rechts und die Richtung der X von vorn nach hinten als positiv annehmen und hiernach die Richtung der Componenten des durch Mm fliessenden Stromes nach den drei Axenrichtungen, sowie die Vorzeichen der Winkel w auf w_1, welche von der Z-Axe nach der positiven Seite der Y-Axe und von dieser nach der positiven Seite der X-Axe als positiv genommen werden, bezeichnen. Hierdurch bestimmt sich dann die Rotationsrichtung von Mm. 149

Wir wollen dies an einfachen Beispielen erläutern [1]).

I. Es liege das Element Mm oder dz parallel der Z-Axe, also parallel NS; der Strom fliesse von unten nach oben, i ist also positiv, der Magnet stehe, wie in der Figur, vertical, mit dem Nordpol nach oben. Dann ist Winkel $w = \vartheta$, $w_1 = \vartheta_1$ und beide sind positiv. Kraft OC wirkt in der Richtung der positiven X nach hinten, Kraft OD nach vorn. Die Differenz beider ist

$$W = OC - OD = \mu i ds \left(\frac{\sin\vartheta}{r^2} - \frac{\sin\vartheta_1}{r_1^2}\right).$$

Bezeichnen wir das von ds auf die Z-Axe gefällte Loth OP mit y, so ist $\sin\vartheta = y/r$, $\sin\vartheta_1 = y/r_1$, also:

$$W = \mu i y ds \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r_1^3}\right).$$

Liegt ds in der Verlängerung von NS, so ist $y = 0$; die Wirkung ist also Null. Liegt es ausserhalb derselben, und oberhalb der durch die Mitte des Magnetes gelegten XY-Ebene, so sind $\sin\vartheta$ und $\sin\vartheta_1$ positiv, und $\sin\vartheta > \sin\vartheta_1$ und $r < r_1$; daher wird W positiv, das Element rotirt, wenn es in constantem Abstand von der Z-Axe zu bleiben gezwungen ist, von rechts nach links für einen in NS aufrecht stehenden Beschauer.

Sinkt das Element bis in die XY-Ebene, so wird $\sin\vartheta = \sin\vartheta_1$,

1) Vergl. auch Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 55, p. 304, 1859* und Jungk, Pogg. Ann. 127, p. 645, 1866*.

$r = r_I$; die Rotation hört auf. Unterhalb jener Ebene wird *sin* ϑ
sin ϑ, $r > r_I$, die Rotationsrichtung kehrt sich um.

Bei umgekehrter Stromesrichtung im Element wird i zu $-i$,
$180 + \vartheta$, $w_I = 180 + \vartheta_I$, und es treten die entgegengesetzte
scheinungen hervor.

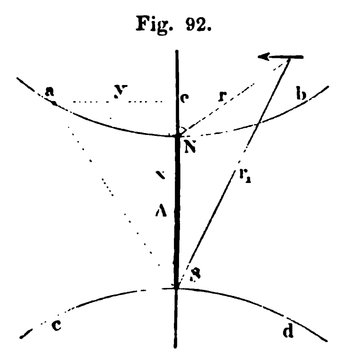
2. Liegt ds in der durch die Axe des Magnetes gelegten I
und ist senkrecht gegen die Axe (in der Richtung der Y-Axe) und
der Strom darin in der Richtung der positiven Y, also vom Magnet
so ist i positiv, Winkel $w = -(90 - \vartheta)^0$, $w_I = -(90 - \vartheta_I)^0$,

$$W = -\mu i d s \left(\frac{\cos\vartheta}{r^2} - \frac{\cos\vartheta_1}{r_1^2}\right).$$

Befindet sich wiederum das Element oberhalb NS in der Ax
Magnetes, so ist $\cos\vartheta = \cos\vartheta_1$, also findet keine Rotation
Liegt es ausserhalb der Axe so weit oberhalb einer normal zu NS
N gelegten Ebene, dass $\cos\vartheta / r^2 > \cos\vartheta_1 / r_1^2$ ist, so rotirt das Ele
von dem in NS stehenden aufrechten Beschauer gesehen von h
nach vorn oder von links nach rechts. Rückt das Element hinab
$\cos\vartheta / r^2 = \cos\vartheta_1 / r_1^2$ ist, so hört die Rotation auf. Bei weiterem H
rücken des Elementes wird $\cos\vartheta_1 / r_1^2 > \cos\vartheta / r$, die Rotation kehrt
um. Diese entgegengesetzte Rotationsrichtung bleibt bei, so
das Element auf gleicher Höhe mit den verschiedenen Punkten des
netes ist, da dann ϑ ein stumpfer Winkel und $\cos\vartheta$ negativ ist.
das Element unter den unteren Magnetpol gesunken ist, so ist au
stumpf, $\cos\vartheta_1$ negativ, dann hört die Rotation auf und kehrt si
die frühere Richtung um, wenn wiederum $\cos\vartheta / r^2 = \cos\vartheta_1 / r_1^2$ g
den ist.

150 Die Punkte in der Ebene der Figur 92, für welche die Rot
Null wird, sind durch letztere Gleichung dargestellt. Sie entspr
zweien gleichen Curven ab und cd, welche durch die Pole des Mag
gehen und eine nahezu hype
sche Gestalt haben. Fällt ma
irgend einem Punkte a dieser L
auf die Magnetaxe ein Loth ae
nennt die Länge des Magnete
und den Abstand von c von
Halbirungspunkt A des Mag
$Ae = z$, so ist die Gleichun
Curven durch die Relation

Fig. 92.



$$\frac{z-a}{[(z-a)^2+y^2]^{3/2}} = \frac{z+}{[(z+a)^2+}$$

gegeben.

Gehört Element mM, Fig. 91, einem vom Strom i durchflossenen Bogen FG an, für dessen Enden die Werthe der Winkel ϑ und ϑ_I sich in φ und φ_I, γ und γ_I verwandeln, so ist bei der Integration von D (§. 148) das Drehungsmoment für diesen Bogen: 151

$$\triangle = \mu i \,[(\cos\varphi - \cos\gamma) - (\cos\varphi_I - \cos\gamma_I)].$$

Da das **Drehungsmoment** nur von den Winkeln abhängt, welche die Verbindungslinien der Endpunkte des Bogens FG und der Magnetpole mit der Axe des Magnetes machen, so ist es **von der Gestalt des zwischen den Punkten F und G befindlichen Bogens unabhängig.**

Ist der Bogen in sich geschlossen, so wird $\varphi = \gamma$ und $\varphi_1 = \gamma_1$ oder, wenn der Magnet im Inneren des Stromkreises sich befindet, $\gamma = 2\pi + \varphi$ und $\gamma_1 = 2\pi + \varphi_1$, also $\triangle = 0$.

Ein in sich geschlossener, unveränderlicher Stromkreis kann also nie durch einen Magnet, oder umgekehrt der Magnet durch einen solchen Stromkreis in Rotation versetzt werden.

Nehmen wir den Magnet unendlich kurz, so können wir an seine Stelle einen unendlich kleinen geschlossenen Strom setzen. Da wir aber jeden geschlossenen Strom aus solchen kleinen Strömen zusammensetzen können, so kann auch durch die **Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme nie eine Rotation des einen oder anderen derselben eintreten.**

Da ein galvanischer Strom nur in einem geschlossenen Stromkreise ntstehen kann, so kann auf diese Weise niemals ein Strom um einen lagnet oder ein Magnet um einen Stromesleiter rotiren, wenn nicht ein heil der Stromesbahn unveränderlich mit dem Magnet verbunden ist nd ihre Verbindung mit den übrigen Theilen der Leitung durch Queckilberrinnen und Quecksilbernäpfe oder Federn hergestellt wird, welche egen die Peripherie von Metallplatten schleifen u. s. f.

Dann ist die drehende Wechselwirkung des mit dem Magnet fest erbundenen Theiles der Stromesbahn und des Magnetes selbst Null, nd es bleibt nur die Wirkung der nicht fest mit dem Magnet verndenen Theile des Stromes.

Bei der Rotation eines Magnetes durch einen Strom muss also bei der Umdrehung der eine Pol des Magnetes durch die Bahn des geblossenen Stromes hindurchgehen.

Liegt der eine Endpunkt F des beweglichen Stromtheiles in der 152
te des vertical gestellten Magnetes, wie z. B. in Fig. 91, der andere ausser der Axe, so ist $\angle\, \varphi = \varphi_I = 0$, also bleibt das Drehungsment, welches der Magnet auf denselben ausübt,

$$\Delta = -\mu i\, (\cos\gamma - \cos\gamma_I).$$

Rückt der Endpunkt G des Leiters FG allmählich bei glei Abstande von der Axe des Magnetes weiter herunter, so wächs Differenz der beiden Cosinus, bis der Endpunkt G in die Horiz ebene des Poles N fällt und $\angle \gamma = 90^0$, $\cos\gamma = 0$ wird. Dann is Drehungsmoment, wenn in dieser Lage $\angle \gamma_I = \gamma_{Ia}$ ist,

$$\Delta_a = + \mu i \cos\gamma_{Ia}.$$

Sinkt der Punkt G noch weiter herab, so wird $\angle \gamma > 90^0$, $\cos\gamma$ negativ. Wenn G sich auf halber Höhe zwischen den Pol und S befindet, so ist $\cos\gamma = -\cos\gamma_I$, also, wenn der Werth jetzt γ_m ist,

$$\Delta_m = 2 \mu i \cos\gamma_m.$$

Dies ist der Maximalwerth des Drehungsmomentes. Sinkt G weiter bis auf die Höhe von Pol S herab, so ist $\angle \gamma_1 = 90^0$ und $= 0$; dagegen ist $\angle \gamma = 180^0 - \gamma_{1a}$, also das Drehungsmoment

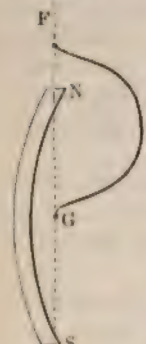
$$\Delta_b = + \mu i \cos\gamma_{1a}.$$

Das Drehungsmoment ist also dasselbe, wie wenn sich der Pu im gleichen Niveau mit dem anderen Pol N befindet. Bei wei Hinabrücken von Punkt G vermindert sich das Drehungsmoment i mehr.

Die Richtung der Rotation bestimmt sich, wie oben, durch da zeichen von Δ.

Das auf den Magnet von dem Stromtheile FG ausgeübte Dreh moment ist in allen Fällen durch $-\Delta$ dargestellt. Der Magnet also in entgegengesetzter Richtung, wie der Str leiter.

Fig. 93.



Liegen die Endpunkte F und G beide in de des Magnetes, z. B. der eine F über Pol N, der a G unter Pol S, so ist $\varphi = \varphi_I = 0$ und $\gamma = \gamma_I =$ also $\Delta = 0$. Liegen beide über dem Pol N, $\varphi = \varphi_1 = \gamma = \gamma_1 = 0$ und wiederum $\Delta =$ diesen Fällen ist also keine Drehung des bewegl Stromtheiles und Magnetes möglich.

Endlich kann der eine Endpunkt F des be lichen Theiles der Stromesbahn über dem Pole N andere G zwischen den Polen N und S liegen. ist nur möglich, wenn der Magnet wie in Fig. 9 bogen ist. In diesem Falle ist $\varphi = \varphi_I = 0$, $\gamma =$ $\gamma_I = 0$, also $\Delta = 2 \mu i$. Der Leiter GF dreht daher, bis er an den Magnet anschlägt. Er wird durch die Masse des letzteren an weiterer Rotation gehindert. könnte er auch, selbst wenn er die Masse des Magnetes durchbr könnte, seine Rotation nicht dauernd fortsetzen. Denn denken wi den Magnet aus Molecularmagneten zusammengesetzt, deren Axe Axe des Magnetes parallel sind, welche gleich stark magnetisch

nd sich in sehr geringen Abständen von einander befinden, so heben ich für jede grössere Entfernung die Wirkungen der neben einander egenden entgegengesetzten Pole zweier benachbarter Molecularmagnete uf, und nur die Wirkungen der äusseren Pole N und S der letzten Iolecularmagnete bleiben übrig. Träte der Leiter FG aber zwischen ie Molecularmagnete in den Magnet hinein, so würde ihm jetzt von ben ein mit N ungleichnamiger, von unten ein mit S ungleichnamiger ol des benachbarten Molecularmagnetes gegenüberstehen, und da beide us allernächster Nähe viel stärker als N und S wirkten, so erhielte er ierdurch eine der ursprünglichen entgegengesetzte Rotation.

Zugleich wird, je näher sich der Punkt G an der Axe des Magnetes efindet, desto grösser auch $\cos \gamma_m$. Die Schnelligkeit der Rotation nimmt lso mit Annäherung des Punktes G an den Magnet zu. Man kann dies achweisen, wenn man bei dem §. 155 beschriebenen Apparat eine recht reite Quecksilberrinne verwendet und verschiedene Leiter zu derselben ihrt.

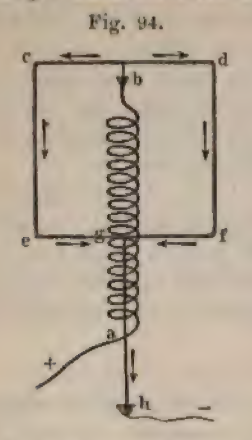
Liegt der Punkt G sehr weit von dem vertical gestellten Magnet, 153
o wird $\gamma = \gamma_1 = 90^{\circ}$, also $\Delta = 0$. Ist der Leiter fest, so rotirt jetzt er Magnet nicht. In der That, denkt man sich den Leiter in diesem 'all von dem Punkt G in weitem Bogen zu einem über dem Magnet elegenen Punkt seiner Axe geführt, und von da vertical zum Pol des Iagnetes, so wirken wesentlich nur die diesem Pol zunächst liegenden ertical über ihm befindlichen Theile des Leiters auf ihn ein, da bei rossem Abstande die Länge der Elemente direct, die Wirkung derselben ber umgekehrt dem Quadrat der Entfernung proportional ist. Besteht er Magnet nur aus einer verticalen Reihe von Molecularmagneten, o kann ein verticaler ihm conaxialer Strom dieselben nicht in Rotation ersetzen.

Tritt in die Axe eines Magnetes von grösseren Querdimensionen on oben der Strom ein, so kann man denselben als aus vielen linearen Iagneten bestehend ansehen. Der mit der Axe zusammenfallende Iagnet rotirt nicht, wohl aber die ausser derselben liegenden, indem für ie der Strom nicht gerade in der Richtung ihrer Axe fliesst. — Wollen wir den Magnet durch grössere geschlossene Ströme ersetzen, die hn auf der ganzen Peripherie umkreisen, so würde auch so keine Rotation eintreten. Letztere Vorstellung von der Natur des Magnetes, welche an in der ersten Zeit der elektrodynamischen Betrachtung seiner igenschaften hegte, ist deshalb für genauere Untersuchungen nicht beiebehalten.

Da die Wirkung eines Solenoides auf ein Stromelement nach den 154
etrachtungen der §. 140 u. flgde. vollständig mit der eines Magnetes bereinstimmt (abgesehen von der Lage der Pole, vergl. §. 89), so kann an in allen demnächst zu beschreibenden Versuchen die Magnetstäbe

durch eng gewundene Spiralen von übersponnenem Kupferdraht ers durch welche man einen Strom in der einen oder anderen Ric leitet. Man erhält dann dieselben Rotationen. — Ampère[1]) hat Analogie auch insofern nachgewiesen, als, wenn sich ein beweg

Fig. 94.



Leiter unter Einfluss eines Solenoide findet, und seine Enden beide in de des letzteren liegen, er nicht rotirt. Zu Zwecke wurde der eine Pol einer Säul dem einen Ende *a*, Fig. 94, einer ve len, eng gewundenen Drahtspirale *ab* bunden, die oben einen Quecksilbern trug. In dem Napf hing ein Leiter von dessen unterer Seite aus ein Dra durch das Innere der Spirale zu eine rade unter ihr befindlichen Quecksilbe *h* führte. Dieser Napf wurde mit de deren Pol der Säule verbunden. De änderte sich die Lage des beweglichen ters *cdef* nicht, da seine Verbindungss *b* und *h* mit den festen Theilen der Leitung sich in der Axe der Solenoid darstellenden Spirale *ab* befanden.

Wir betrachten jetzt in einzelnen Fällen die Rotationen von Str und Magneten um einander.

B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet.

155 Der erste Rotationsapparat dieser Art ist von Faraday[2]) struirt worden. Eine einfache Form desselben ist folgende: Eine röhre, Fig. 95, ist oben und unten durch Korke verschlossen. I den unteren Kork ist ein Magnetstab *ns* gesteckt. Auf denselben Quecksilber gegossen, welches entweder durch den Magnet selbst besser durch einen besonderen, durch den Kork gehenden Draht mit einen Pol einer Säule verbunden ist. Der obere Kork trägt einen P drabt, in welchen vermittelst eines Hakens ein zweiter Platindrah hängt ist, der in das Quecksilber eintaucht.

Verbindet man nun noch den oberen Draht mit dem anderen der Säule, so rotirt der aufgehängte Draht in der einen oder an Richtung um den Magnetpol. Man kann hierbei die Schwere des tes, welche denselben vertical zu stellen strebt und gegen den M

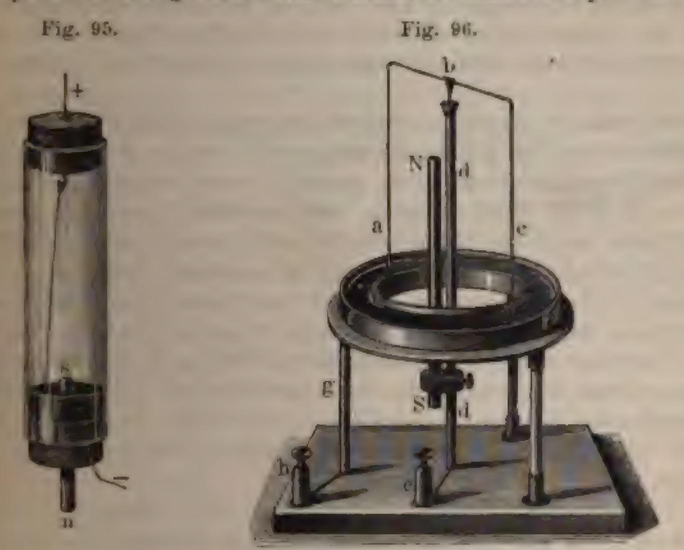
---

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. **29**, p. 378, 1829*. — [2]) F day, Royal. Instit. Sept. 1821; Quarterly Journ. **12**, p. 74; Ann. de Ch de Phys. **18**, p. 337*; Gilb. Ann. **71**, p. 124*; **73**, p. 113*.

ckt, durch ein unten aufgeschobenes, auf dem Quecksilber schwimndes Stückchen Kork verringern.

Gewöhnlich wird dieser Apparat ganz analog dem §. 9 beschriebe-n, z. B. in folgender Weise construirt: Ein Bügel von Kupfer mit tinspitzen *abc*, Fig. 96, schwebt vermittelst einer Stahlspitze in einem

Fig. 95. Fig. 96.



dernen Quecksilbernäpfchen, welches auf den Metallstab *d* aufgesetzt der mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Die unteren Enden Bügels tauchen in eine mit Quecksilber oder saurem Wasser ge- kupferne oder gläserne Rinne *f*, deren Inhalt durch den Metall-*g* mit der Klemmschraube *h* communicirt. Vermittelst einer Fassung sich ein Magnetstab *NS* an dem Stabe *d* auf- und niederschieben. den die Klemmen *h* und *e* mit den Polen der Säule verbunden, so t der Bügel *abc*.

Häufig ersetzt man den Metallstab *dd* direct durch den Magnet-, welcher oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den man unten der Klemmschraube *e* verbindet. Diese Einrichtung ist unzweckig, da bei öfterem Wechsel der Richtung der durch den Magnet teten Ströme, namentlich wenn ihre Intensität etwas bedeuten-ist, der Magnet bald seinen Magnetismus zum grössten Theil ert.

Man hat bei diesen Versuchen nicht nöthig, ein besonderes galvani- 156
Element zur Erzeugung des Stromes im Bügel zu verwenden. Man wiederum den §. 13 beschriebenen Apparat verwenden, die Draht-le entfernen, und von unten oder von der Seite einen oder mehrere

Magnete mit ihren gleichnamigen Polen dem Gefässe nähern oder dasselbe auf den Pol eines starken Magnetes setzen [1]).

Giebt man dem Bügel mehr als zwei Arme, so wird die Rotation energischer. Bedient man sich nach Barlow [2]) einer Glocke von Kupfer, so erhält man eine kräftige Rotation.

Statt des Stahlmagnetes kann man auch einen Elektromagnet oder einen mit einer Drahtspirale umwickelten Eisenstab verwenden, durch welche man in dem einen oder anderen Sinne einen Strom leitet [3]).

157 Die Arme des Apparates, Fig. 96, kann man nach Zöllner [4]) auch durch Ketten von lose in einander hängenden, etwa 15 mm weiten Ringen von Kupferdrath ersetzen, deren unterste auf dem Quecksilber schwimmen, oder durch Drähte, welche oben in Metallringen hängen, oder durch Bügel, in welche unten leicht bewegliche verticale Kupferrädchen eingesetzt sind, die mit ihrem Rande in das Quecksilber tauchen. Obgleich die Rädchen bei festgehaltenem Bügel ihre Rotationsrichtung ändern, je nach dem ihnen der obere oder untere Magnetpol näher steht, rotirt dabei doch der ganze Bügel in derselben Richtung, wie wenn er aus einem einfachen Draht bestände. Der Bügel wird also nicht etwa (wie ein Wagen bei der Drehung seiner Räder) von den in Rotation versetzten Rädern mitgenommen, sondern die Bewegung der Räder ist eine accessorische.

158 Auch ist es gleichgültig, ob der Strom aus dem Bügel von oben nach unten oder von unten nach oben in die Flüssigkeiten der Rinne eintritt. So setzte Zöllner auf das Ende des (lackirten) Bügels eine horizontale kreisrunde Kupferplatte, welche auf der einen Seite lackirt war und in die Flüssigkeit, Quecksilber oder Kupfervitriollösung, eintauchte. Mochte die lackirte Seite nach unten oder nach oben gekehrt sein, wo im letzteren Falle der Bügel unten Uförmig umgebogen war, so blieb die Rotationsrichtung desselben die nämliche.

Endlich kann man die verticalen Arme des Bügels nach Zöllner l. c. und auch Felici durch Quecksilberstrahlen ersetzen (s. §. 197).

Wir werden auf diese Resultate, welche zeigen, dass die Uebergangsstelle des Stromes von dem beweglichen Leiter zu der Flüssigkeit in der Rinne in gewissen Beziehungen auf die Rotationserscheinungen ohne Einfluss ist, noch im Schlusscapitel des Werkes zurückkommen.

---

1) Vergl. Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 60, 1822*; Gilb. Ann. 71, p. 172*. — 2) Barlow, Essay, p. 274, London 1823. — 3) Sturgeon, Phil. Mag. and Ann. 11, p. 194*; Pogg. Ann. 24, p. 632, 1832*. Man hat viele ähnliche Apparate wie die beschriebenen construirt, welche indess ganz auf demselben Principe beruhen und in complicirterer Form nichts Neues lehren. Siehe u. A. Barlow, l. c. Marsh, Tillochs Mag. June 1822*; Gilb. Ann. 72, p. 223, 1822*. Ritchie, Phil. Trans. 1832, 2, p. 294*; Pogg. Ann. [illegible] p. 552* u. Andere. — 4) Zöllner, Pogg. Ann. 153, p. 138, 1874, 154, p. [illegible] 1875, 158, p. 106, 1876*. Felici, N. Cimento [2] 13, p. 224, 1875*.

Man kann, auch abgesehen von den in §. 147 angestellten genaueren Betrachtungen, die Richtung dieser Rotation leicht annähernd übersehen, wenn man sich vorstellt, dass man mit den in den Armen *a* und *c* des Bügels (Fig. 96) fliessenden Strömen fortschwimmt und dabei den Magnet ansieht. Der obere Pol desselben, welcher sich in grösserer Nähe der Arme befindet, als der untere Pol, also auch stärker auf die Ströme in denselben wirkt, würde, wenn z. B. der Strom in den Armen von unten nach oben fliesst, im Falle er ein Nordpol ist, nach links abgelenkt werden. Blickt man also, im Magnet aufrecht stehend, die Arme *a* und *c* an, so werden sie nach links getrieben, also von oben gesehen, entgegen der Richtung des Laufes des Uhrzeigers rotiren. Umkehrung der Stellung des Magnetes oder der Stromesrichtung im Bügel bewirkt auch eine Umkehrung der Richtung der Rotation. 159

Wird der Magnetstab (Fig. 96) allmählich von unten in den inneren Raum des Bügels *abc* hinaufgeschoben, so tritt die Wirkung der unteren Theile des Magnetes auf den Bügel, welche der der oberen entgegengesetzt ist, mehr hervor. Aus den Betrachtungen des §. 147 folgt, dass das von dem Magnet auf den Bügel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum erreicht, wenn die unteren Enden des Bügels sich auf halber Höhe des Magnetes befinden, und dass sich bei weiterem Heben des letzteren die Rotation vermindert.

Man kann daher nach Sturgeon[1]) die Wirkung des Magnetes *NS*, Fig. 97 (a. f. S.), verstärken, indem man auf demselben einen Quecksilbernapf *c* befestigt, und darin einen Drahtring *cdefg* schweben lässt, dessen untere Enden *e* und *f* in eine auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne eintauchen. Der Ring trägt bei *d* und *g* zwei horizontale Metallstäbe, an die eine kupferne Rinne *h* gelöthet ist. Dieselbe ist mit saurem Wasser gefüllt, und auf einigen isolirenden Glasplättchen ein Ring von amalgamirtem Zinkblech hineingesetzt, von dem zwei Drähte in eine zweite, auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne *l* eintauchen. Es bildet sich so ein galvanischer Strom, welcher den Apparat in der Richtung der Pfeile durchfliesst, also sowohl zu den über, als auch zu den unter dem Magnet gelegenen Punkten des Ringes *cdefg* von den der halben Höhe des Magnetes entsprechenden Punkten *d* und *g* desselben strömt. Hierdurch rotiren die beiden Hälften *cdg* und *defg* des Ringes in gleichem Sinne und zwar mit dem Maximum ihrer Rotationsgeschwindigkeit, so dass der ganze Ring sich sehr kräftig dreht. 160

Durch eine sinnreiche Abänderung des in §. 155 beschriebenen Apparates hat Ampère[2]) den §. 151 ausgesprochenen Satz bestätigt, dass durch einen geschlossenen Strom, von dem kein Theil mit einem 161

[1]) Sturgeon, Ann. of El. 8, p. 81*; Phil. Mag. Sept. 1823*. — [2]) Ampère, Théorie, p. 345*.

Magnet fest verbunden ist, keine Rotation des letzteren erzeugt werden kann, zugleich aber doch ein Theil der Stromesleitung rotiren kann, wenn seine beiden Enden nicht zugleich in der Axe des Magnetes liegen.

Die beiden Pole einer Säule werden mit der mit verdünnter Säure gefüllten metallenen Rinne *ff*, Fig. 98, und dem metallenen Stativ *ab*

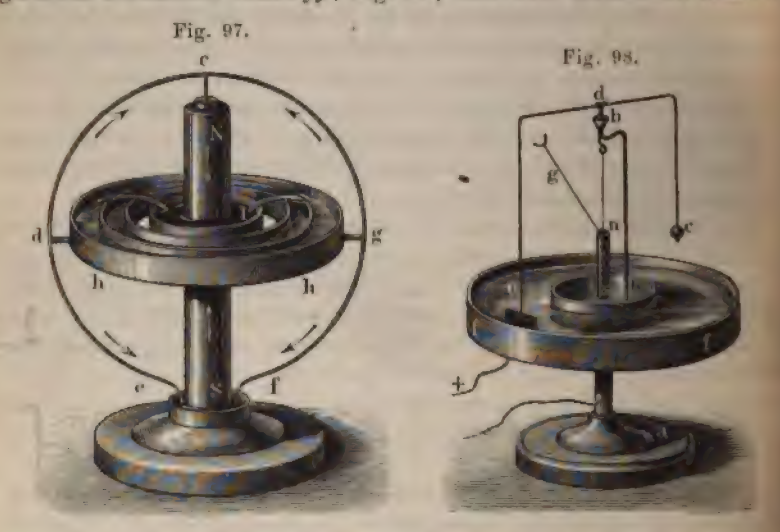


Fig. 97. Fig. 98.

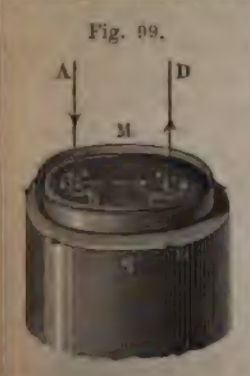
verbunden, welches oben einen Quecksilbernapf *b* trägt. In den Quecksilbernapf ist der Draht *cde* eingehängt, welcher bei *e* mittelst einer breiteren Metallplatte in das saure Wasser der Rinne *f* eintaucht. An dem Stativ *b* hängt an einem Faden der Magnet *ns*, dessen oberes Ende den Draht *g* trägt. — Unter diesen Verhältnissen kann der Magnet *ns* nicht rotiren, da er unter dem Einflusse des ganz ausser ihm befindlichen, geschlossenen Stromkreises *abdef* steht. Wohl aber rotirt der Bügel *de*, da seine Endpunkte *d* und *e* nicht beide in der Axe des Magnetes *ns* liegen. Hakt man nun den Draht *g* in den Bügel *de* ein, so dreht sich mit letzterem auch der Magnet herum, bis der Draht *ng* an das Stativ *ab* anschlägt, da der Draht *cde* fest mit dem Magnet verbunden ist, also der Strom in ihm denselben nicht bewegen kann. Es bleibt dann nur die Wirkung des nicht mit ihm verbundenen Theiles des Stromkreises, der Säule, der Rinne *f* und des Drahtes *ab* übrig, welche die Rotation bedingt.

162 Auch Flüssigkeiten, durch welche ein galvanischer Strom geleitet wird, können unter dem Einflusse eines Magnetes in elektromagnetische Rotation versetzt werden, wie dies zuerst von Davy[1]) beobachtet worden

[1]) Davy, Phil. Trans. 1823, p. 153*; Ann. de Chim. et de Phys. 25, p. 6…

den ist. — Senkt man in eine mit Quecksilber gefüllte Schale die beiden Leitungsdrähte einer Batterie und nähert ihr von unten den einen Pol eines Magnetstabes, so rotirt das Quecksilber um beide Leitungsdrähte in entgegengesetzter Richtung. Ist z. B. der von unten genäherte Pol ein Nordpol *N*, Fig. 99, so rotirt das Quecksilber um den positiven Poldraht *AB* in der Richtung der Bewegung der Uhrzeiger, um den negativen Poldraht *DC* in entgegengesetzter Richtung.

Fig. 99.



Man kann annähernd die Richtung dieser Rotation bestimmen, wenn man sich den Magnetpol durch einen Kreisstrom *MO* ersetzt denkt. Alle vom Strome durchflossenen, zwischen *B* und *C* liegenden Quecksilbertheilchen begeben sich nach der Seite *O* des Magnetes hin und fliehen von der Seite *M*. Indem sie durch neue Quecksilbertheilchen ersetzt werden, welche der gleichen Wirkung unterliegen, kommen sie in eine Rotation, deren Richtung durch die Pfeile *b* und *c* angedeutet ist.

Senkt man dicht an dem Rand und in der Mitte in eine auf den einen Pol eines geradlinigen Elektromagnets gestellte, mit Quecksilber gefüllte Schale zwei Eisen- oder Platindrähte nur mit ihren äussersten Enden ein, so überwiegt in Folge der Reibungswiderstände an den Seiten die Rotation um den centralen Draht; nur findet sie mit wachsendem Abstande von demselben mit abnehmender Winkelgeschwindigkeit statt. 163

In Folge der Centrifugalkraft wird hierbei die Oberfläche des Quecksilbers in der Mitte vertieft; der Leitungsdraht daselbst tritt dadurch aus dem Quecksilber heraus und der Strom wird unterbrochen. Bald vermindert sich durch die Reibungswiderstände die Rotationsgeschwindigkeit, das Quecksilber hebt sich in der Mitte wieder bis zum mittleren Leitungsdraht, der Strom wird geschlossen, und die Rotation beginnt von Neuem [1].

Hat man den mittleren Draht tiefer in das Quecksilber gesenkt, so dauert die Rotation um denselben eine Zeit lang fort, bald wird sie aber langsamer und hört an der Oberfläche des Quecksilbers auf, während sie im Inneren desselben noch fordauert, wie eine wellige Kräuselung der Oberfläche erkennen lässt. Selbst durch Ströme von grösserer Intensität, als der zuerst angewandten, lässt sich dann die Rotation auf der Oberfläche nicht wieder hervorrufen.

Wird aber das Quecksilber aus der Schale entfernt, tüchtig geschüttelt und wieder hineingegossen, so beginnt die Rotation für einige Zeit von Neuem.

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. 77, p. 1, 1849*.

Lässt man das Quecksilber einige Zeit in der Schale an der Luft stehen, ehe man den Strom hindurchleitet, so rotirt es nachher gleichfalls viel schwächer oder gar nicht. Die Verlangsamung der Rotation ist also nicht direct von dem Hindurchleiten des Stromes durch das Quecksilber bedingt, sondern beruht auf rein äusserlichen Ursachen. Unter Mandelöl, Terpentinöl, Schwefelkohlenstoff, Aether, Alkohol und ausgekochtem oder lufthaltigem Wasser kommt die Oberfläche des Quecksilbers gar nicht in Rotation. Enthält das Wasser Spuren von Salz oder Säure, so rotirt sie. Ammoniakflüssigkeit lässt die Rotation wenigstens für kurze Zeit zu. Wird die Schale voll Quecksilber mit einer Glasplatte bedeckt und durch zwei Oeffnungen über dem Niveau des Quecksilbers mit verschiedenen Gasen gefüllt, so zeigen sich Terpentinöl-, Alkohol- oder Schwefelkohlenstoffdampf, auch Wasserdampf, Kohlensäure, Wasserstoff unwirksam; die Rotation bleibt in ihnen lange bestehen, tritt aber auch nicht ein, wenn das Quecksilber an der Luft die Beweglichkeit verloren hat. Noch stärker findet dies im Vacuum statt. — Dagegen ertödtet Ammoniakgas und Phosphordampf, und vor Allem Dampf von Schwefeläther sehr schnell die Beweglichkeit. — Dämpfe von Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure ertheilen der in der Luft oder in den letzteren Gasen unbeweglich gewordenen Oberfläche schnell ihre Beweglichkeit wieder.

Es scheint also die Bildung einer für das Auge unsichtbaren, sehr zähen Oxyd- oder Oxydulschicht die Unbeweglichkeit der Quecksilberoberfläche und das Aufhören der elektromagnetischen Rotation zu bedingen. — Aehnliche Wirkungen des Oxydes im Quecksilber sind auch schon durch andere Versuche bekannt.

164 Dass auch elektrolytisch zersetzbare Flüssigkeiten durch den Magnet in Rotation versetzt werden, zeigt folgender von Ritchie[1]) angegebener Versuch:

In eine kreisförmige Rinne AB, Fig. 100, von Holz oder Glas wird (schwefelsaures) Wasser gegossen. Auf dem Boden derselben liegt ein Kupferring K, welcher mit dem einen Pol der Säule verbunden ist. An dem oberen Rande der Rinne ist ein zweiter kupferner, mit dem anderen Pol der Säule verbundener Ring K_1 befestigt, der in das Wasser eintaucht. Steckt man den Magnet NS mit seinem einen Pol in den inneren Raum der Rinne, so rotirt das Wasser. Man kann diese Rotation auffälliger machen, wenn

Fig. 100.



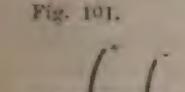
[1]) Vergl. Schweigger, Schweigg. Journ. 48, p. 344, 1826*. Fechner, Schweigg. Journ. 57, p. 15, 1829*. Ritchie, Phil. Trans. 1832, 2, p. 29 Pogg. Ann. 27, p. 552*.

man in das Wasser zwei kleine Flügel einsenkt, welche an einen leichten, auf einer Spitze beweglichen Holzarm befestigt sind. Wenn das Wasser rotirt, so reisst es die Flügel mit sich fort.

Bei diesem Versuche fliesst der Strom durch die Flüssigkeit wesentlich in einer der Axe des Magnetes parallelen, verticalen Richtung. Die Richtung der Rotation ist also ganz dieselbe, wie die des Metallbügels bei der §. 155 bis 157 beschriebenen Rotation.

Will man die Flüssigkeit rotiren lassen, während horizontale, auf 165
der Magnetaxe normale Ströme hindurchfliessen, so kann man sich einer Rinne voll Quecksilber oder Kupfervitriollösung, Fig. 101, bedienen, durch welche man vermittelst zweier concentrischer, kreisförmiger Elektroden einen Strom in radialer Richtung leitet. Steckt man durch ihre Mitte von unten einen Magnet, z. B. mit dem Nordpol, hindurch, so rotirt das Quecksilber zuerst in der einen Richtung; bei allmählichem Heben des Magnets kehrt sich die Rotationsrichtung zweimal um, so dass sie, wenn sich der Südpol des Magnetes über der Rinne befindet, die gleiche ist, wie im Anfange des Versuches [1]).

Fig. 101.



Die Richtung der Rotation und die Stellen der Umkehrung der Rotationsrichtung ergeben sich aus den Betrachtungen §. 149, 2.

Dieselben Versuche kann man auch anstellen, wenn man den Magnet durch eine auf eine Glasröhre gewickelte enge Drahtspirale ersetzt, deren Enden man zusammengewunden durch die Axe der Glasröhre leitet und mit den Polen der Säule verbindet.

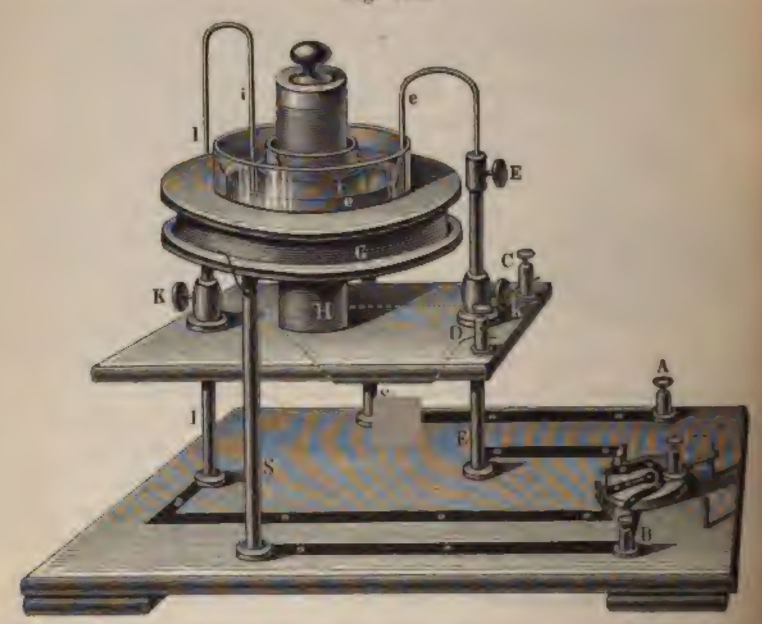
Ist die Spirale sehr kurz, oder besteht sie nur aus einem einzigen kleinen Drahtkreise, den der Strom durchfliesst, so kann man ebenfalls die Umkehrungen der Rotationsrichtung aus den §. 149 angegebenen Formeln finden. Da nun jeder grössere geschlossene Stromkreis in viele kleinere zerlegt werden kann, deren jeder wiederum durch einen kleinen Magnet zu ersetzen ist, so ergiebt sich auch schon ohne Ausführung der Rechnung, dass ein flüssiges Element, welches parallel der Ebene eines grösseren Kreisstromes um die Axe desselben rotiren kann, in verschiedenen Höhen über und unter demselben Umkehrungen der Rotationsrichtung zeigt, und dass letztere auch bei Anwendung einer weiteren Drahtspirale von mehreren Windungen auftreten. — Die vollständige Ausführung der Rechnung bietet mathematische Schwierigkeiten und hat kein besonderes Interesse, da die Grundprincipien der betrachteten Rotationen durch die einfacheren Versuche festgestellt sind [2]).

[1]) Poggendorff, l. c., auch Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 16, 74, 1869*. — [2]) Vergl. Bertin, l. c.

166 Einen zweckmässigen Apparat zur Anstellung dieser Versuche hat Bertin[1]) angegeben.

V ist ein gläsernes, ringförmiges Gefäss, Fig. 102, voll Wasser, dem $^1/_{30}$ Schwefelsäure und $^1/_{30}$ Salpetersäure zugesetzt ist. *e* und *i* sind ringförmige, durch die Kupferdrähte und Metallstative *E* und *I* mit einem Gyrotrop verbundene Elektroden. Das ringförmige Gefäss enthält im


Fig. 102.



Inneren den Elektromagnet *H* (oder eine Drahtspirale) und ist aussen von der Spirale *G* umgeben. Die Leitungsdrähte des Elektromagnets enden in den Klemmen *C* und *D*, die der Spirale in den Metallsäulen *S* und S_1. Der Elektromagnet *H* steht auf einem Brett, welches mittelst der Schrauben *KK* auf den Ständern *I* und *E* gehoben oder gesenkt werden kann. Verbindet man den negativen Pol der Säule mit dem passend gestellten Gyrotrop, den positiven entweder mit Klemme *A* oder mit *C*, so geht der Strom entweder nur durch die Spirale *G* oder nur um den Elektromagnet und durch die Flüssigkeit, welche je nach der Stromesrichtung und je nach der Hebung und Senkung des Elektromagnets in verschiedenem Sinne rotirt. Auf der Flüssigkeit lässt man Korkscheiben schwimmen, welche mit Russ von verbrennendem Terpentin geschwärzt sind und kleine Papierfahnen tragen, um die Richtung der Rotation besser zu erkennen.

---

[1]) Bertin, Nouv. Opuscules. Mém. de la société des sciences naturelles de Strasbourg, **6**, p. 47, 1865*.

Man kann auch ohne Schwierigkeit den Strom zugleich durch die Spirale G und um den Elektromagnet H leiten und so beide zusammen wirken lassen, wenn man den positiven Pol der Säule mit C, sodann D und A und den negativen Pol der Säule mit B verbindet. Ein Umschal-ter zwischen A und B gestattet eventuell auch, die Stromesrichtung in der rotirenden Flüssigkeit umzukehren u. s. f.

Bildet man bei diesen Versuchen den Boden des ringförmigen Ge-fässes aus Glas, setzt unter und über dasselbe zwei Spiegel im Winkel von 45° gegen den Horizont oder rechtwinklige Glasprismen und Lin-sen, so kann man auch die Erscheinungen projiciren. Die Oberfläche der Flüssigkeit wird dabei mit Lycopodium bestreut[1]).

Die elektromagnetische Rotation bemerkt man auch recht gut in einem Voltameter, welches aus einem mit verdünnter Schwefelsäure ge-füllten Glascylinder besteht, durch dessen Boden zwei kurze Platindrähte als Elektroden in das Innere geführt sind. Setzt man das Voltameter zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes, so dass sich die Elek-troden in der Ebene der Pole befinden, so rotirt die Flüssigkeit, und mit ihr der von den Elektroden sich erhebende Gasstrom. Stehen die Elek-troden in der gegen die Verbindungslinie der Pole senkrechten Ebene, so gehen die Gasströme je nach der Richtung des Stromes im Voltameter in dieser Ebene zu einander hin oder fliessen von einander. Die Erklä-rung dieser Bewegungen ergiebt sich unmittelbar aus der Betrachtung der Rotationen, welche den einzelnen Theilen der vom Strome durchflosse-nen, im Voltameter befindlichen Flüssigkeit ertheilt werden[2]). 167

Auf eine eigenthümliche Art hat Wartmann[3]) diese Rotationen beobachtet. Senkt man einen magnetischen Eisencylinder oder zwei an die Schenkel eines Hufeisenmagnetes gehängte Eisenstäbe in eine Lösung von Kupfervitriol, die in ein Glasgefäss gegossen ist, und in der Flocken von Kupferoxydhydrat (durch Zusatz einiger Tropfen Kalilauge) umher-schwimmen, so schlägt sich Kupfer auf den Eisenstäben nieder. Die hier-bei gebildeten galvanischen Ströme durchfliessen die, die magnetischen Stäbe umgebende Lösung, und dieselbe geräth deshalb in Rotation.

Von Interesse sind ferner die Rotationen von Flüssigkeiten in hoh-len Magneten. 168

Am einfachsten gestalten sich diese Rotationen bei Anwendung magnetisirter Stahlröhren. Auf diese Weise verwendete de la Rive[4]) einen hohlen Magnet von hartem Stahl von 10 cm Länge, dessen innerer und äusserer Durchmesser 5 und 7 cm betrug. Ueber den Stahlcylinder

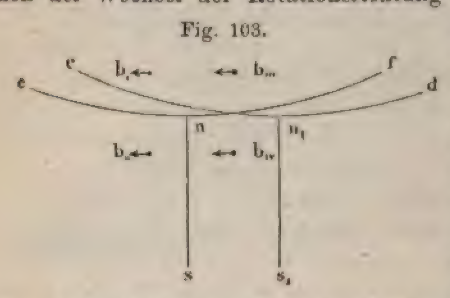
---

[1]) Bertin, J. de Phys. 7, p. 151, 1878*; Beibl. 2, p. 440*. — [2]) Jamin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 43, p. 334, 1855*; Pogg. Ann. 95, p. 602*. — [3]) Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 19, p. 394, 1847*. — [4]) De la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. 56, p. 286, 1859*; Traité, 1, p. 248*. Vgl. auch Bertin, l. c. u. Ann. de Chim. et de Phys. 58, p. 90, 1860*.

schiebt man vermittelst eines durchbohrten Korkes einen Glascylinder und steckt in den Stahlcylinder einen Stempel von Holz. Füllt man den äusseren Glascylinder und den Raum über dem Stempel im Stahlcylinder mit Quecksilber und leitet von der Mitte des Quecksilbers nach der äusseren Peripherie desselben einen Strom, so rotirt es ausserhalb im entgegengesetzten Sinne, wie innen, wenn es sich auf dem obersten Ende des Stahlcylinders befindet. Die Richtung dieser Rotation ändert sich in dem den Magnet umgebenden Quecksilber nicht, wenn man es mit dem Glascylinder allmählich auf tiefer liegende Stellen des Magnetes schiebt. Senkt man aber den Stempel mit dem im Inneren des Magnetes befindlichen Quecksilber allmählich, so hört die Rotation erst auf und kehrt sich dann um, so dass sie nun aussen und innen gleichgerichtet ist.

169 Die Erscheinungen dieser Rotation erklären sich aus der Betrachtung, dass man das magnetisirte Stahlrohr aus einzelnen magnetischen Längsfasern bestehend ansehen kann. Nehmen wir nur zwei solche Fasern ns und $n_1 s_1$, Fig. 103, welche mit dem rotirenden Elemente b in einer Ebene liegen. cd und cf mögen die Curven angeben, in welchen der Wechsel der Rotationsrichtung eintritt, wenn das Element b nur unter dem Einflusse der einen oder nur der anderen Faser rotirte und allmählich herabgerückt würde. Liegt das Element b ausserhalb des Cylindermantels ns $n_1 s_1$, so addiren sich die Wirkungen beider Fasern ns und $n_1 s_1$ auf das Element, so lange dasselbe unterhalb der Curve

Fig. 103.



en und oberhalb cn_1, z. B. in $b_{\prime}$ oder $b_{\prime\prime}$ sich befindet. Oberhalb cn_1 ist die Rotationsrichtung entgegengesetzt, als unterhalb en. Die Umkehrung der Rotation tritt in einer zwischen cn_1 und en gelegenen Curve ein. — Ein Element, welches innerhalb des Cylindermantels zwischen ns und $n_1 s_1$ liegt, und von ns ebenso weit entfernt ist, wie $b_{\prime}$ und $b_{\prime\prime}$, möge näher an ns liegen, als an $n_1 s_1$. Befindet sich dieses Element in $b_{\prime\prime\prime}$ oder $b_{\prime v}$, oberhalb oder unterhalb beider Umkehrungscurven, so subtrahiren sich die Wirkungen von ns und $n_1 s_1$; die Wirkung von ns überwiegt aber.

In dem Elemente fliesse der Strom wie in $b_{\prime\prime\prime}$ und $b_{\prime v}$ von dem Centrum der Röhre zur Peripherie; dann ist die Stromesrichtung in demselben gegen die Magnetfaser ns hin gerichtet, während sie in $b_{\prime}$ und $b_{\prime\prime}$ von ihr abgewendet war. In Bezug auf die Faser selbst ist also die Rotationsrichtung in $b_{\prime}$ und $b_{\prime\prime\prime}$ ebenso wie in $b_{\prime\prime}$ und $b_{\prime v}$ entgegengesetzt; für einen oberhalb des Apparates stehenden Beobachter stellt sie sich aber gleichgerichtet dar. Tritt nun das Element von $b_{\prime\prime\prime}$ in den Raum

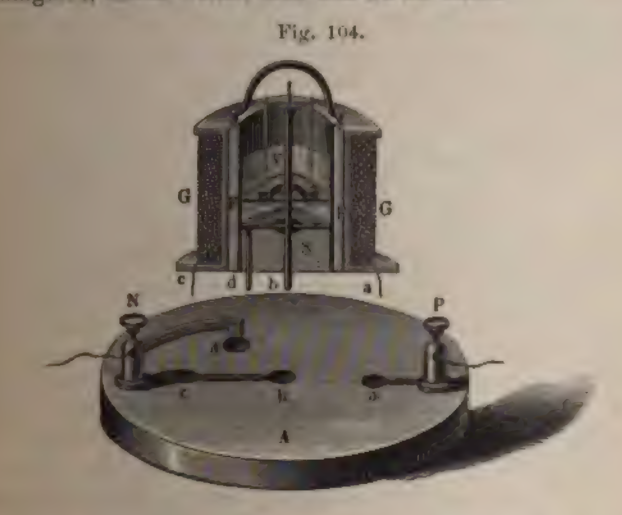
zwischen den Umkehrungscurven, so hat sich die Rotationsrichtung in Bezug auf $n_1 s_1$ schon umgekehrt, in Bezug auf ns noch nicht. Jetzt addiren sich die Wirkungen beider Fasern, und in dem zwischen den Curven gelegenen Raum rotirt das Element in demselben Sinne wie in b_{III}. Die Rotationsrichtung wechselt erst in der Curve enf selbst. Diese Umkehrung findet also an einem etwas tiefer gelegenen Punkte statt, als die von b_I.

Aehnliche Betrachtungen lassen sich für die anderen Fasern der Röhre anstellen.

Da die Pole nn_1 der Fasern des magnetischen Rohres nicht unmittelbar an ihre Enden fallen, so kann die Rotation von gleich hoch innen und aussen an dem oberen Ende desselben befindlichen Quecksilberflächen, welche beide vom Centrum zur Peripherie von Strömen durchflossen sind, entgegengesetzt gerichtet erscheinen, indem sich die Rotation der äusseren Massen schon umgekehrt hat. Senkt man aber beide Quecksilberflächen gleichmässig, so wechselt dann auch später die Rotationsrichtung der inneren Quecksilbermasse, beide Rotationen werden gleichgerichtet [1]).

Man kann sich bei diesen Versuchen statt des hohlen Stahlmagnetes 170
auch eines hohlen Eisencylinders bedienen, den man mit einer Drahtspirale umgiebt, durch welche man den Strom leitet.

Fig. 104.



Bertin [2]) benutzt hierzu den in Fig. 104 gezeichneten Apparat. Auf Brett A sind zwei mit den Polen einer Säule von etwa vier Grove'-

[1]) G. Wiedemann, Galvanismus, 2. Aufl., 2 [1], §. 134, p. 151, 1873*. — [2]) Bertin, l. c. p. 149, 1865*.

schen Elementen verbundene Klemmschrauben N und P befestigt, die mit den Quecksilbernäpfen d und a in Verbindung stehen. Ausserdem sind in dem Brette die mit einander verbundenen Quecksilbernäpfe c und b angebracht. In a und c tauchen die Enden der Drahtspirale G. In letztere kann der hohle Eisencylinder F gesenkt werden. In die Quecksilbernäpfe d und b tauchen zwei durch den Holzklotz S hindurchgehende Drähte, von denen der eine mit den kupfernen Seitenwänden des auf S aufgesetzten ringförmigen Gefässes V verbunden ist, der andere durch die Mitte seines gläsernen Bodens hindurchgeht. Der Strom geht so um die Eisenröhre herum und in radialer Richtung durch die Flüssigkeit. Ein auf dem mittleren Stabe vermittelst einer Stahlspitze schwebender Bügel, welcher einen auf der Flüssigkeit ruhenden berussten Kork trägt, gestattet ihre Rotation zu beobachten.

171 Bei diesen Rotationen sind die Erscheinungen zwar im Wesentlichen dieselben, wie bei Anwendung eines hohlen Stahlmagnetes, indess werden sie noch complicirter, da gleichzeitig der Magnet und die Spirale auf die Flüssigkeitstheile wirken. Durch den Magnet stellt sich in mittleren Höhen der Quecksilbermassen im Inneren und Aeusseren bei gleicher Stromesrichtung in denselben, z. B. vom Centrum zur Peripherie, die Rotation in gleicher Richtung, durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung her. Je nach dem Ueberwiegen der einen oder anderen Wirkung kann dann die Rotation in verschiedenem oder gleichem Sinne innen und aussen stattfinden. Auch die Umkehrungserscheinungen treten für beide an verschiedenen Stellen ein, indess überwiegt doch hierbei nach Bertin die Wirkung der Spirale. — Es lässt sich daher die Richtung der Rotation nicht ohne Weiteres vorhersagen, sondern sie kann sich in gleicher Höhe des Magnetes bei verschiedener Anordnung der Spiralen u. s. f. ändern. Daher kann es denn auch kommen, dass de la Rive, mit Ausnahme der beim Stahlcylinder beobachteten und oben erwähnten Erscheinungen, stets bemerkte, dass das ausserhalb und innerhalb des Eisenmagnetes befindliche Quecksilber in entgegengesetztem Sinne rotirte, wenn der Strom in beiden in centrifugaler oder in centripetaler Richtung floss; nach Bertin dagegen in einem aus 50 magnetisirten Stahlstäben gebildeten cylindrischen Rohr von 7 cm Durchmesser und einem gusseisernen Magnet von gleichen Dimensionen das Quecksilber die gleiche Rotationsrichtung innerhalb und ausserhalb zeigte. — In einem Eisencylinder, der auf den Pol eines Elektromagnetes gestellt war, fand de la Rive oberhalb entgegengesetzte, unterhalb gleiche Rotationsrichtung des inneren und äusseren Quecksilbers, welches ausserhalb dieselbe Rotationsrichtung bewahrte. Bertin fand dagegen die Rotationsrichtungen innerhalb und ausserhalb überall gleich. — Zwar schliessen sich die Resultate im Allgemeinen den oben ausgeführten Betrachtungen an, da man aber den Magnetismus durchaus nicht auf einen Ring concentrirt denken darf, der nahe dem Ende des Rohres liegt, so

dasselbe auf seiner ganzen Länge Polarität zeigt, so werden die achtungen sehr complicirt.

Man kann auch durch einen Magnet einen geradlinigen Leiter um Axe in Rotation versetzen [1]). Ein Messingstab oder ein kupfernes Röhrchen LM wird unten mit einem Gewicht von Platin belastet, oben mit einem Quecksilbernapf versehen und so in ein Gefäss voll Quecksilber eingesenkt. In den Quecksilbernapf taucht der eine Pol eines Magnetes NS. Man verbindet den anderen Pol N dieses letzteren vermittelst eines Quecksilbernapfes, sowie das Quecksilber im Gefässe von unten her mit den Polen der Säule. Da durch jede einzelne Längsfaser des Leiters ein Strom fliesst, so wird jede derselben von den ihr zur Seite stehenden magnetischen Längsfasern des Magnetes in Rotation versetzt. Durch Addition dieser Wirkungen auf die einzelnen Fasern kann der ganze Leiter in Rotation kommen. 172

Fig. 105.



C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus.

Wir haben schon §. 82 angedeutet, dass durch den Einfluss des Stromes ein Stromesleiter in Rotation versetzt werden kann. Da den Erdstrom durch einen sehr entfernten Magnet ersetzen kön- der uns seinen Südpol zukehrt, und dessen Axe mit der Richtung Inclination zusammenfällt, so lassen sich diese Rotationserscheinun- aus der Einwirkung des Erdmagnetes auf die Stromesleiter ableiten. Diese Rotation wurde zuerst von Ampère [2]) beobachtet. In dem in 14 und 15 abgebildeten Apparate rotiren ohne Anwendung einer Spirale beim Hindurchleiten starker Ströme die beweglich aufge- ten Leiter durch den Erdstrom. Die Richtung der Rotation ist, der Strom in den Leitern von oben nach unten fliesst, von West Süd und Ost nach Nord. 173

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 71, 1822*; Gilb. Ann. 72, 4*. — [2]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 18, p. 331, 1821*.

Bei Umkehrung der Stromesrichtung wechselt die Richtung de[r] tation.

Ein sehr einfacher Apparat, um dieselbe nachzuweisen, ist von raday[1]) angegeben. Derselbe ist ganz ebenso wie der Fig. 95, §.

Fig. 106.



gezeichnete Apparat struirt, nur ist der befindliche Magnet fernt. Der rotirende ist etwa 16 bis 20 cm — Zweckmässiger man den Draht, Fig. vermittelst einer an Charnier drehbaren S auf ein, durch eine Kl schraube *a* mit dem Pol der Säule verbund höher oder niederer zu lendes metallenes S welches oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und balancirt den durch ein Gegengewicht. Unten lässt man den Draht in ein Gefäs Quecksilber tauchen, welches durch die Klemmschraube *b* mit anderen Pol der Säule verbunden ist.

174 Bei diesem Apparate zeigen sich eigenthümliche Erscheinunge nachdem der Draht steiler oder weniger steil gegen den Horizont ge ist. Ist der Draht sehr flach gestellt, so geräth er in eine constant tation. Ist der Draht in dem Inclinationswinkel gegen den Horizon neigt, so stellt er sich in der Ebene der magnetischen Inclination in stabile Gleichgewichtslage ein, denn dabei steht er auf der Eben Erdstromes senkrecht und erhält keinen Bewegungsantrieb. Ist Draht gegen den Horizont noch steiler gestellt, so hat er eine und eine stabile Gleichgewichtslage, in welchen er gleichviel nach r oder links von seiner nördlichsten Lage absteht.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen wollen wir zuerst das Dreh moment berechnen, welches der Erdmagnetismus einem Stromeleme Fig. 107, ertheilt, das in einer Verticalebene ABC liegt und in Winkel φ gegen die Horizontalebene geneigt ist[2]). Der Abstand Elementes von der verticalen Drehungsaxe AB sei ϱ.

Fällt die Ebene ABC mit der Ebene des magnetischen Meri zusammen, ist sg die Richtung der erdmagnetischen Kraft, welch dem Horizont den Winkel $Ckg = i$ macht, so können wir das Ele in zwei Componenten st und cs zerlegen, von denen die erste mi

---

[1]) Faraday, l. c. — [2]) Pohl, Gilb. Ann. 75, p. 284, 1823*.

ichtung gs zusammenfällt, die letztere auf ihr senkrecht steht. Die mponente es ist aber

$$es = ds . \cos dse = ds . \sin (i - \varphi).$$

Ist die Kraft des Erdmagnetismus gleich M, die Intensität des das ement durchfliessenden Stromes gleich I, so ist die auf es ausgeübte Kraft

$$K = const\, I . M . ds . \sin (i - \varphi).$$

eselbe steht auf der Ebene ABC senkrecht. Die auf die Componente ausgeübte Wirkung ist Null. Das auf ds ausgeübte Drehungsmoment mithin

$$D = const . I . M . \varrho . ds . \sin (i - \varphi).$$

Ist ds ein Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, eichnen wir As mit s, so ist $\varrho = s . \cos \varphi$, also das auf den ganzen iter ausgeübte Drehungsmoment

$$(D) = Const\, I . M . l^2 \sin (i - \varphi) . \cos \varphi.$$

s auf den Leiter ausgeübte Drehungsmoment ist Null, wenn $i = \varphi$

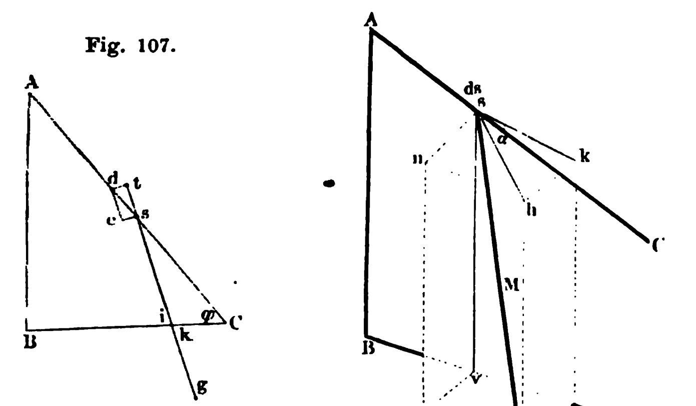


Fig. 107.

Fig. 108.

d. i. wenn der geradlinige Leiter mit der Richtung der erdmagneti-n Kraft zusammenfällt. Dasselbe ist im Maximum, wenn $i - \varphi$ 90°, also der Leiter auf der Richtung der erdmagnetischen Kraft krecht steht.

Befindet sich das Element ds in einer anderen, um den Winkel α en die Ebene des magnetischen Meridians $sghv$ geneigten Vertical-ne $ABCD$, Fig. 108, so können wir die auf das Element wirkende magnetische Kraft $sg = M$ in zwei Componenten zerlegen, von denen eine sv vertical ist, die andere sh in der Horizontalebene liegt. Letz- 175

tere zerlegen wir wiederum in eine Componente sk, welche in der durch ds gelegten Verticalebene liegt, und eine auf dieser Ebene normale Componente sn. Ist der Winkel der Inclination $gsh = i$, $hsk = \alpha$, so ist $sv = M \sin i$, $sk = M \cos i \cos \alpha$, $sn = M \cos i \sin \alpha$.

Die letztere dieser Componenten übt auf das Element ds ein in der Verticalebene ABC selbst wirkendes Drehungsmoment aus, welches mithin unwirksam ist. Wenn ferner ds gegen die Componenten sv und sk die Neigung $90 - \varphi$ und φ hat, so sind die von beiden Componenten auf ds ausgeübten Wirkungen, welche auf der Verticalebene ABC senkrecht stehen, zusammen (sie subtrahiren sich von einander):

$$W = const\, I \,.\, M \,.\, (\sin i \cos \varphi - \cos i \cos \alpha \sin \varphi)\, ds.$$

Ist ds wiederum das Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, der sich um die verticale Axe AB dreht, so wird das auf denselben ausgeübte Drehungsmoment:

$$(D) = const\, I \,.\, M \,.\, l^2 \cos i \cos^2 \varphi\, (tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi).$$

Ist zuerst der Leiter horizontal, also $\varphi = 0$, so ist das Drehungsmoment in allen Lagen des Leiters dasselbe, nämlich

$$(D) = const\, I \,.\, M \,.\, l^2 \,.\, \sin i.$$

Ist der Leiter gegen den Horizont in einem spitzeren Winkel geneigt, als der Inclinationswinkel, also ist $\varphi < i$, so behält der Ausdruck $tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi$ für alle Werthe von α einen positiven Werth; das Drehungsmoment ist in demselben Sinne gerichtet, wenn auch ungleich, indem es von der Lage des Leiters in der Ebene des magnetischen Meridians an, wo $\alpha = 0$, zunimmt, bis der Leiter sich in der auf dieser Ebene senkrechten Ebene befindet, für die $\alpha = 90^0$, u. s. f.

Ist der Leiter im Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so ist $D = 0$, wenn $\alpha = 0$. In der Ebene des Meridians übt also der Erdmagnetismus kein Drehungsmoment auf ihn aus. Wird er aber aus dieser Ebene entfernt, wächst also α nach der positiven oder negativen Seite, so nimmt D jedesmal einen positiven Werth an. Dann dreht sich der Leiter im Sinne der normalen Rotation.

Ist endlich der Leiter steiler gestellt, also $\varphi > i$, so wird sowohl für einen bestimmten positiven, wie auch negativen Werth von α das Drehungsmoment $D = 0$. Der Leiter hat zwei Gleichgewichtslagen. Von diesen ist die eine Gleichgewichtslage labil, welche dem Winkel $+\alpha$ entspricht, wo also der Leiter im Sinne der normalen Rotation aus der Ebene des Meridians verschoben ist. Denn wächst in diesem Falle α, so wird $\cos \alpha$ kleiner, also D positiv; d. i. der Leiter rotirt im normalen Sinne weiter. Nimmt aber α ab, so wird D negativ; der Leiter rotirt im entgegengesetzten Sinne. Er entfernt sich beide Male weiter aus der Gleichgewichtslage. Die zweite, entgegen dem Sinne der normalen Rotation gegen die Meridianebene verschobene Gleichgewichtslage für den Winkel $-\alpha$ ist stabil; denn wird $-\alpha$ grösser, so wird

wiederum positiv, der Leiter nähert sich im Sinne der normalen Rotation der Gleichgewichtslage. Ebenso nähert er sich durch eine entgegengesetzte Drehung derselben, wenn — α kleiner wird, da dann D negativ ist. — Diese Gleichgewichtslagen hat Pohl mittelst eines Apparates nachgewiesen, der dem Fig. 106 gezeichneten ganz ähnlich war.

Besteht der Leiter, statt aus einem, aus zwei diametral gegenüberliegenden in das Quecksilber eintauchenden Drähten, also einem Bügel, urch dessen beide Arme im gleichen Sinne von oben nach unten oder mgekehrt der Strom fliesst, so ist stets der eine derselben in der Lage, ass er ein stärkeres normal gerichtetes Drehungsmoment erhält. Der eiter hat dann keine Gleichgewichtslagen, sondern rotirt continuirlich.

Ist der Leiter bei diesen Versuchen nicht gerade, sondern gebogen, kann man das ihm ertheilte Drehungsmoment durch Integration bestimmen.

D. Rotation eines Magnetes um einen Stromesleiter.

Ein Magnet kann umgekehrt durch einen Strom in Rotation ver- 176
setzt werden. Nach §. 150 geschieht dies jedesmal, wenn sich der Magnet m irgend eine, seiner Axe parallele Axe drehen kann und ein Theil er Stromesleitung fest mit ihm verbunden ist, so jedoch, dass die Verbindungspunkte des letzteren mit dem anderen Theile der Leitung nicht eide in der Axe des Magnetes liegen.

Um die Richtung der Rotation bequem festzustellen, mag es genügen, nur die Wirkung der dem Magnete zunächst liegenden, nicht fest mit ihm verbundenen Theile der Stromesleitung auf ihn zu betrachten. Da bei ähnlicher Gestalt der Leitung ihre Elemente direct proportional ihrer Entfernung vom Magnetpol grösser werden, ihre Wirkung auf letztere aber mit dem Quadrat dieser Entfernung abnimmt, so ist dies bis zu einem gewissen Grade gestattet. Dass diese Betrachtung nicht streng richtig ist, sondern der ganze nicht fest mit dem Magnet verbundene Stromkreis zu betrachten ist, folgt schon aus §. 147 u. flgde. Wir können dann zwei extreme Fälle unterscheiden, wo einmal die nächst liegenden Theile der Leitung auf der Axe des Magnetes senkrecht stehen, das andere Mal gegen sie geneigt oder ihr parallel sind.

Die erste dieser Erscheinungen[1]) zeigt sich, wenn man ein Glas- 177
gefäss A, Fig. 109 (a. f. S.), mit Quecksilber füllt, in dasselbe in der Mitte Draht B, am Rande einen mit dem Drahte C verbundenen Ring von Kupfer D einsetzt, und die Drähte B und C mit den Polen der Säule

[1]) Faraday, l. c.

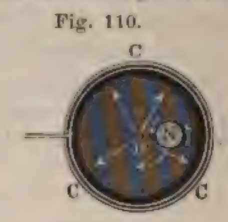
verbindet. Senkt man an irgend einer Stelle zwischen dem Mittelp
und der Peripherie in das Quecksilber einen Stahlmagnet *NS* ein,
unteres Ende mit einem Platinstäbchen beschwert ist, damit er in
caler Stellung schwimmt, so rotirt der Magnet je nach der Lage
Pole und der Richtung des Stromes im Quecksilber in der einen
anderen Richtung.

Ist z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, geht der
im Quecksilber vom Centrum *B* zur Peripherie, Fig. 110, so könn
die auf den M
durch die Strö
Quecksilber au
ten Wirkunge
leiten, wenn
Stelle des Ma
einen durch di
tung der Pfei
zeichneten Strom setzen. Dann wir
Pol *N* durch die (von *B* aus gesehen)
von ihm liegenden im Quecksilber fl
den Ströme angezogen, durch die lin
ihm liegenden abgestossen und der M
rotirt in der Richtung des Pfeiles.
durch den Magnet selbst fliessenden Stromestheile haben auf ihn
Einfluss.

Fig. 109.

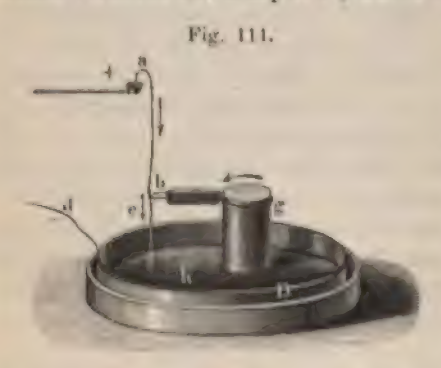


Fig. 110.



178 Die Analogie des Verhaltens eines Magnetes und Kreisstrom
diesem Versuche hat Ampère[1]) durch folgendes Experiment darg
Er hängt einen Draht
Fig. 111, oberhalb in
Quecksilbernapf *a* auf
z. B. mit dem positive
der Säule verbunden ist
Draht ist bei *g* zu einem
gebogen, seine neben ein
liegenden Theile sind v
ander isolirt. Das unter
e des Drahtes taucht i
Quecksilber des Gefäss
welches der Kupferring
gesetzt ist, der mit dem
tiven Pol der Säule verbunden ist. In dem Ringe *g* ist isolirt ein
drischer Stab befestigt, der bis in das Quecksilber reicht, so dass dur

Fig. 111.



[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. 20, p. 60, 1822*; Théorie,
Gilb. Ann. 72, p. 257*.

ade unter g befindlichen Stellen desselben keine Ströme fliessen kön-
n. Verläuft der Strom im Draht $abgc$, wie in der Zeichnung, so ver-
itet er sich von c aus radial durch das Quecksilber zum Kupferring
d der Ring g rotirt in gleichem Sinne und in genau derselben Weise
e der Magnetpol N in Fig. 109 und 110, bis der obere Theil des Drah-
a an den ihn tragenden Arm anschlägt. Hätte man mit dem Ring
ht einen von ihm isolirten leitenden oder nicht leitenden Stab ver-
nden, welcher unter ihm in das Quecksilber taucht, so könnte er
ht rotiren, da dann auch Ströme durch die unter dem Ringe be-
dliche Quecksilberfläche flössen, welche die Wirkung der ausser-
b derselben fliessenden Ströme im Quecksilber gerade aufhöben. Ist
r der in den Ring gesteckte und in das Quecksilber tauchende Stab
Nichtleiter, so fliessen gerade unter dem inneren Raume des Ringes
r keine Stromtheile; ist der Stab vom Ringe isolirt und ein Leiter, so
d die durch denselben fliessenden Stromtheile mit dem Ringe fest ver-
nden und können wiederum keine Wirkung auf ihn ausüben.

Soll der Magnet wesentlich unter Einfluss eines Stromes rotiren, der **179**
e an ihm seiner Axe parallel ist, so kann dazu folgender Apparat
wendet werden:

Ein verticaler Stab ab, Fig. 112, von Messing ist unterhalb mit der
mmschraube c verbunden und trägt oberhalb einen Quecksilbernapf b.

Fig. 112.



An einem über diesem Quecksilbernapfe befestigten Haken hängt an einem Faden ein Bügel d, von dem aus eine Metallspitze in den Quecksilbernapf b taucht, und ein Draht e zu der mit b concentrischen Quecksilberrinne f führt, welche durch Draht h mit der Klemmschraube g verbunden ist. Durch den Bügel sind zwei Magnetstäbe ns und $n_1 s_1$ gesteckt und durch seitliche Schräubchen befestigt.

Verbindet man die Pole einer Säule mit den Klemmschrauben c und g, so circulirt der Strom z. B. in der Richtung $cabdefhg$ durch den
arat. — Betrachtet man nur die den Magneten zunächst liegenden
mtheile in ab, so werden durch dieselben die nach unten gekehrten
pole der Magnete so bewegt, dass der Pol s des links gelegenen
gnetes nach hinten, der Pol s_1 des rechts gelegenen Magnetes nach

vorn aus der Ebene der Figur herauszutreten strebt. Hierdurch ist ein Kräftepaar in Thätigkeit gesetzt, welches beide Magnete in der Richtung des über der Figur gezeichneten Pfeiles in Rotation versetzt. Beim Wechsel der Stromesrichtung oder der Umkehrung der beiden Magnete kehrt sich die Richtung der Rotation um.

Ist der Quecksilbernapf *e* bei *a* angebracht und der Stab *ab* an dem die Magnete tragenden Bügel befestigt, so dass er erst unterhalb in den Quecksilbernapf taucht, so findet die Rotation gleichfalls statt, da die Punkte, wo jetzt die mit den Magneten fest verbundenen und die von ihnen unabhängigen Theile der Leitung zusammentreffen, nicht beide in der Mittellinie der Axen der Magnete liegen.

Entfernt man den einen der beiden Magnete und ersetzt ihn durch ein Gegengewicht, so tritt die Rotation in gleicher Weise ein, nur mit verminderter Geschwindigkeit.

Richtet man die beiden Magnete mit ihren ungleichnamigen Polen nach unten, so streben die an ihnen wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung in Rotation zu versetzen, und so heben sich ihre Wirkungen auf. — Fliesst der Strom, statt nur bis zur halben Höhe der Magnete, durch den Draht *ab* zwischen ihnen hindurch bis zur Höhe der oberen Pole, so streben die auf diese wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung aus ihrer Lage zu drehen, wie die an den unteren Polen wirkenden Kräfte; das aus jenen gebildete Kräftepaar hebt das an den letzteren angreifende auf. Nicht so ist es, sondern die Wirkungen der Kräftepaare addiren sich, wenn, ebenso wie in *ab* von unten nach oben, so auch noch zwischen den oberen Hälften der Magnete von oben nach unten ein nicht mit ihnen verbundener Strom geleitet wird.

Denkt man sich bei den beschriebenen Versuchen statt zweier Magnete deren mehrere im Kreise herum um den Stab *ab* befestigt, so rotiren sie in gleicher Weise. Dasselbe geschicht, wenn diese Magnete zu einer in sich geschlossenen magnetisirten Stahlröhre vereint sind.

180 Eine Abänderung dieses Versuches ist von von Feilitzsch[1] gegeben worden. Der Strom fliesst von der Klemmschraube *a*, Fig. 11█, durch ein Rohr *b*, und durch ein System von Bügeln *c*, die auf einer Kugeloberfläche liegen, zu der Platte *d*. Von dieser geht ein Draht *g* nach unten. An einem Haken an der Platte *d* hängt ein hufeisenförmiger Magnet nn_1s, dessen beide Schenkel unterhalb nordpolar, oberhalb südpolar sind. Der Magnet ist an seiner Biegung durchbohrt und trägt daselbst einen Metallstab, der oben in einem Quecksilbernäpfchen *h* endet, in welches der Draht *g* taucht. Unten senkt sich der Stab in den Quecksilbernapf *i*, der mit der Klemmschraube *k* communicirt.

[1]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. **105**, p. 535, 1858*.

e Magnet geräth unter Einfluss des Stromes in Rotation. Man kann
n als aus zwei getrennten und gekrümmten Magneten ns und n_1s be-
hend denken, deren Südpole zusammenliegen.

Die Contactstellen h und i des mit dem Magnet fest verbundenen
eiles hi der Stromesleitung mit dem übrigen vom Magnet unabhängi-

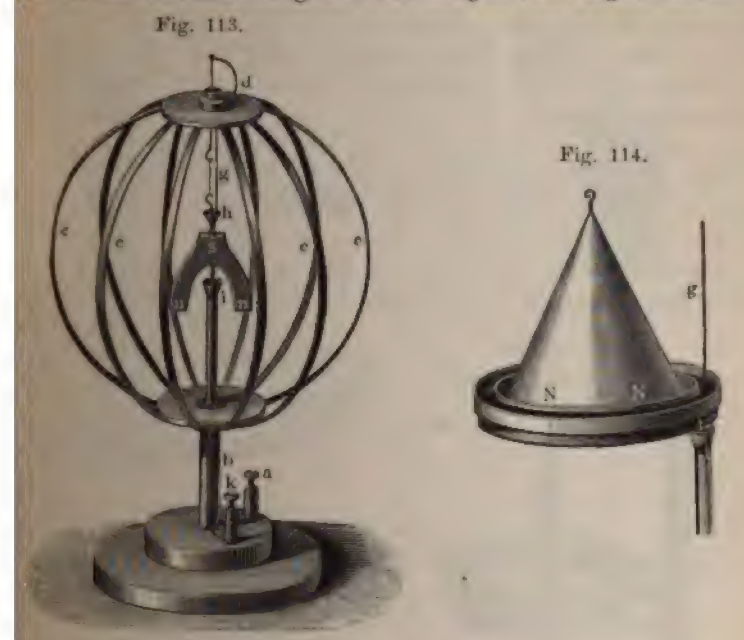


Fig. 113.

Fig. 114.

Stromestheil liegen nicht beide in den Verbindungslinien ns oder n_1s
Pole dieser beiden Magnete, so dass aus der Ampère'schen Theorie
Rotation unmittelbar folgt.

Bei einer anderen Anordnung schob von Feilitzsch einen flachen 181
lring N, Fig. 114, der so magnetisirt war, dass sein innerer Rand
polar, sein äusserer nordpolar war, auf einen Pappkegel, und hängte
n Kegel an seiner Spitze im Inneren der Bügel des Apparates, Fig. 113,
uf, dass die untere Fläche des Ringes an irgend einer Stelle, z. B. t,
Quecksilber im Quecksilbernapf i gerade berührte. Auf den Ring
n zwei concentrische Pappringe geklebt, so dass die Stelle t zwischen
n lag. In den Zwischenraum zwischen ihnen wurde Quecksilber ge-
en, in welches das Ende des Drahtes g gerade über t eingesenkt wurde.
Ring setzte sich beim Durchleiten des Stromes durch den Appa-
n Rotation. — Man kann sich zur Erklärung dieser Rotation den
etisirten Stahlring bestehend denken aus einzelnen radialen, an ein-
r gefügten Magneten. Derjenige unter diesen magnetischen Radien,
h welchen in jedem Moment der Strom selbst fliesst, wird freilich

nicht bewegt, wohl aber die übrigen rechts und links von ihm l lichen, von denen die einen von den über und unter dem Ring genden Theilen der Leitung angezogen, die anderen abgestossen w Es war daher eine irrthümliche Annahme, wenn man meinte, es diese Erscheinung ein Gegenbeweis gegen die von Ampère aufge Behauptung (§. 150), dass ein Magnet und ein nicht fest mit ihr bundener Leiter bei ihrer Rotation um einander sich nicht durchs den können. Ein solches Verhältniss kommt in der That bei d Versuche gar nicht vor.

182 Man kann auch einen Magnet um seine eigene Axe durch Strom in Rotation versetzen. Ein einfacher Apparat hierzu i gender:

Der Magnetstab *n s*, Fig. 115, ist mittelst Stahlspitzen in die lager *b* und *k* eingesetzt. Das untere Lager ist mit Quecksilber g und steht mit der K schraube *a* in Verbindun der Hälfte der Höhe des netes bei *c* ist auf dem eine Metallfassung aufg von der ein Draht au dessen Ende in die Qu berrinne *f* taucht, welc der Klemmschraube *e* v den ist. Verbindet ma Klemmen *a* und *e* mit d len der Säule, und fliess bei der Strom von unter oben durch die untere des Magnetes, ist der Pol desselben ein Nord rotirt er von oben geseh gegengesetzt der Bewe richtung des Uhrzeiger

Fig. 115.



Ein anderer älterer Apparat ist der folgende [1]:

In ein mit Quecksilber gefülltes Glasgefäss, Fig. 116, wird ei ticaler Magnetstab eingesenkt, der unten mit einer kleinen Vert auf eine auf den Boden des Gefässes gekittete Stahlspitze gestellt Am oberen Ende des Magnetes wird vermittelst der Schraube zweite Stahlspitze in eine Vertiefung des Magnetes, Figur 117, schoben, so dass sich derselbe zwischen beiden Spitzen um sich

[1] Ganz ähnlich Ampère, Lettre à M. van Beck. Recueil d'Obser p. 177, 1821*.

then kann. Das obere Ende des Magnetes ist mit einem Holzringe *a* geben, in den Quecksilber gegossen wird. In das Quecksilber des asgefässes wird ein kupferner Ring *e* eingelegt, welcher mit dem einen l der Säule durch die Klemmschraube *f* verbunden wird. Ebenso wird Schraube *b* vermittelst der Klemmschraube *g* mit dem anderen Pol

Fig. 116.

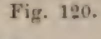


Fig. 117.

der Säule verbunden. Je nach der Richtung des Stromes und der Stellung des Magnetes rotirt der letztere in der einen oder anderen Richg. Ist z. B. der obere Pol des Magnetes ein Südpol, und tritt in selben von oberhalb der positive Strom ein, so rotirt der Magnet von n gesehen entgegen der Richtung des Uhrzeigers. — Mit dem Wechder Stromesrichtung und der Umkehrung des Magnetes wechselt die tung der Rotation.

Diese Rotationen folgen unmittelbar aus den Betrachtungen des 183
47 u. flgd. Da die Enden der mit dem Magnete nicht fest verbunn Leitung des Stromes nicht beide in seiner Axe liegen, so rotiren magnetischen Längsfasern durch ihre Einwirkung. — Der durch Magnet selbst gehende und mit ihm fest verbundene Stromesl kann auf seine Rotation keinen Einfluss haben, da er nur innere te in dem festen System entwickeln kann. Man kann daher ebenso wie man den Strom durch den Magnet selbst leitet, so auch durch elben oder neben demselben einen von ihm isolirten, mit ihm fest undenen Draht hinführen, dessen Enden an den gleichen Stellen mit übrigen Leitung durch Quecksilbernäpfe communiciren, wie der net selbst in den beschriebenen Apparaten. — Wenn wir nur die Magnet ganz zunächst liegenden und ausser ihm befindlichen Stromе betrachten wollten, so bedingt bei dem zuerst beschriebenen Appa-(Fig. 115), z. B. der durch den Draht *ak* und von da vertical von n nach oben in der Richtung der Axe zum Magnet hinfliessende mestheil seine Rotation in der folgenden Weise: Fliesst der positive

Draht in der auf der Verbindungslinie der Magnetpole normalen E
zu oscilliren. Geht der Strom durch den Draht von oben nach unte
wird er bei der in der Zeichnung angegebenen Lage des Magnetes


Fig. 120.



schen die Pole hineingezogen, wie sich leicht ergiebt, wenn man
vergegenwärtigt, dass die Resultanten der Wirkungen der Pole *n* u
auf die Elemente von *ab* auf den durch *ab* und *n* oder *s* gelegten Eb
senkrecht stehen.

Durch diese Bewegung schwingt der Draht aus dem Quecks
hinaus; der Strom wird unterbrochen, der Draht fällt zurück und
Spiel beginnt von Neuem. Bei Umkehrung der Stromesrichtung im D
oder bei Verwechselung der Pole des Magnetes bewegt sich der D
nach der den Magnetpolen abgewendeten Seite.

186 Befestigt man ein sternförmiges metallenes Rad mit seiner Ax
einem Bügel und lässt das Ende seiner einen Speiche in die zwis
den Polen des Magnetes *ns*, Fig. 121, befindliche Quecksilberrinne
tauchen, so wird bei Verbindung des das Rad tragenden Bügels und
Quecksilberrinne, wie bei dem oben beschriebenen Versuche, die in
Quecksilber tauchende Speiche des Rades je nach der Stromesricht
und der Lage der Magnetpole zu den Magnetpolen hingezogen oder
ihnen fortgestossen. Sie hebt sich dadurch aus dem Quecksilber und
für tritt die folgende Speiche in dasselbe, welche sich in dem glei
Sinne fortbewegt. So geräth das Rad in dem einen oder anderen S
in Rotation. Diesen Apparat bezeichnet man mit dem Namen des B
low'schen Rades[1]).

[1]) Barlow, On magnetic attraction. London 1823, p. 279*; Bibl.
20, p. 127*.

Auch wenn man das sternförmige Rad durch eine kreisförmige Metallscheibe ersetzt, die an einem Punkte ihrer Peripherie vor den Magnetpolen *n* und *s* in die Quecksilberrinne eintaucht, geräth dieselbe

Fig. 121.



in gleichem Sinne in Rotation. Dies ist ein Beweis dafür, dass der vom Mittelpunkte der Scheibe durch einen Radius derselben zur Quecksilberrinne fliessende galvanische Strom während der Einwirkung der Magnetpole bis zu einem gewissen Grade fest mit den Molecülen der Scheibe verbunden ist, so dass sich die bewegende Wirkung der Magnetpole von dem Strom auf die Scheibe selbst überträgt. Wäre dies nicht der Fall, so würden nur die Stromesbahnen in der Scheibe durch die Einwirkung des Magnetes verschoben werden (vergl. indess §. 201).

Ein in seinen Haupttheilen von Ritchie[1] angegebener Apparat, 187
bei welchem ein Elektromagnet von veränderlicher Polarität vor einem Stahlmagnet rotirt, ist folgender:

Vor den Polen *NS*, Fig. 122 (a. f. S.), eines Stahlmagnetes dreht sich an einer verticalen Axe ein Eisenstab *AB*, welcher mit übersponnenem Kupferdraht umwickelt ist. Die Enden dieses Drahtes sind mit zwei halbcylindrischen Stücken Kupfer *h* und *i* verbunden, welche auf die Peripherie eines kleinen, auf der Axe aufgesetzten Holzrades aufgeschraubt sind, so jedoch, dass sie einander nicht berühren, und ihre Zwischenräume gerade um 90° gegen die durch die Schenkel des Stahlmagnetes gelegte verticale Ebene gedreht sind, wenn der Eisenstab *AB* sich in dieser Ebene befindet. Gegen das Holzrad schleifen die Federn *f* und *g*, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Tritt in die Feder *g* der positive Strom ein, so fliesst er durch das Kupferstück *h*, strömt bei

[1] Ritchie, Phil. Trans. 1833, 2, p. 318*; Pogg. Ann. 32, p. 538*.

Strom von *a* nach *k*, ist der untere Pol des Magnetes ein Nordpol, s werden alle der Stromesbahn zunächst liegenden magnetischen Fase die nicht in der Verlängerung der Stromesbahn selbst liegen, so abg lenkt, dass ihre Nordenden sich für einen den Magnet von unten b trachtenden, im Stromesleiter befindlichen Beobachter nach links we den. Die entgegengesetzte Wirkung des Stromes auf das entfernt Südende des Magnetes ist viel schwächer, so dass der Magnet entspr chend der ersteren Wirkung in Rotation kommt. — Aus den Betrac tungen des §. 147 u. flgd. ist ferner ersichtlich, dass das Drehungsmome des Magnetes ein Maximum ist, wenn die Quecksilberrinne *f* des Appa rates sich auf halber Höhe des Magnetes befindet, und die Rotation be weiterem Heben der Rinne abnimmt; dass sie endlich aufhört, wenn ma den Strom am einen Ende *k* des Magnetes eintreten, am anderen *b* de selben austreten lässt. — Dagegen verstärkt sich die Rotation, wenn ma den positiven Strom gleichzeitig von oben und unten in *k* und *b* in de Magnet eintreten lässt und ihn aus der auf halber Höhe des Magnete befindlichen Quecksilberrinne weiter leitet.

Bei dem zweiten Apparate, Fig. 116, wirken auf den Magnet au nächster Nähe die in radialer Richtung von demselben aus durch da ihn umgebende Quecksilber fliessenden Stromestheile. Denkt man sic hier, um den Vorgang durch eine annähernd Betrachtung zu veranschaulichen, den nac oben gekehrten Südpol des Magnetes, wie i Fig. 118, durch einen Kreisstrom *cad* e setzt, und fliesst der positive Strom dur den Magnet zum Quecksilber, so ziehen di einzelnen, ausserhalb des Magnetes befin lichen radialen Theile des Stromes, z. B. *a* die eine Seite *da* des Kreisstromes an un stossen die andere Seite *ac* desselben ab, w durch der Magnet in der Richtung *dac* um sich selbst rotiren muss, d. in dem gleichen Sinne, wie die Rotation durch den vertical von oben zu Magnet geführten Stromestheil erfolgt.

Fig. 118.

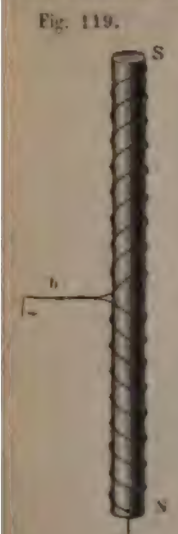
184 Es ist von vornherein klar, dass man bei allen §§. 176 bis 18 beschriebenen Versuchen statt der Stahlmagnete auch Elektromagne verwenden kann, indem man die Stahlstäbe durch Eisenstäbe erset welche mit Drahtspiralen umwickelt sind[1]). Es hat keine Schwi rigkeit, die Verbindungen so herzustellen, dass derselbe Strom erst di Drahtwindungen der Spiralen und dann die übrigen Theile des Rotatio apparates durchfliesst.

In dieser Art hat Sturgeon (l. c.) den um seine Axe rotire

[1]) Sturgeon, Phil. Mag. **11**, p. 194*; Pogg. Ann. **24**, p. 632, 1832*.

lagnet des Apparates, Fig. 115, durch einen Eisenstab *NS*, Fig. 119, setzt, welcher mit einer auf der oberen und unteren Hälfte entgegengesetzt gewundenen Spirale von übersponnenem Kupferdraht umwickelt war. Das obere und untere Ende der Spirale war an den Eisenstab gelöthet; von der Mitte derselben führte ein Draht *b* zur Quecksilberrinne des Apparates.

Fig. 119.



Der von unten in den Eisenstab eintretende Strom theilt sich hier; er durchläuft zum Theil die untere Hälfte der Spirale und tritt in *b* aus, zum Theil fliesst er durch den Eisenstab von *N* nach *S* und von da durch die obere Hälfte der Spirale wieder nach *b*. Der Stab erhält bei der angegebenen Richtung des Stromes unten einen Nordpol, oben einen Südpol, und rotirt deshalb ganz entsprechend den in §. 182 gemachten Angaben. Die durch den Stab selbst fliessenden Antheile des Stromes haben auf seine Rotation direct gar keinen Einfluss, da sie mit ihm fest verbunden sind [1]).

E. Rotation bei veränderlicher Leitung.

Die im Vorigen beschriebenen Rotationsapparate beruhen alle auf 185
Einwirkung von Magneten auf Stromestheile, welche in sich nicht geossen sind. Dagegen kann bei unveränderlicher Leitung durch Einkung eines geschlossenen Stromkreises auf einen Magnet ebenso wenig durch die Einwirkung zweier Magnete auf einander eine continuir- Bewegung erzielt werden (vergl. §. 151). Dennoch hat man solche egungen in diesen beiden Fällen dadurch hervorgebracht, dass man h geeignete Vorrichtungen die Leitung des Stromes oder die Polarider auf einander wirkenden Magnete periodisch veränderte. — Auf em Principe beruhen die vielfach abgeänderten elektromagnetischen egungsmaschinen, deren Beschreibung nicht hierher gehört. Hier en wir nur einige wenige derselben anführen, die auch zum Theil theoretische Wichtigkeit besitzen.

Hängt man einen Draht *ab*, Fig. 120, an einer Oese vertical auf, so sein unteres Ende in die zwischen den Polen *ns* eines Hufeisenetes befindliche Quecksilberrinne *z* vor der Ebene der Polflächen ht, und verbindet man das den Draht tragende metallene Gestell die Quecksilberrinne mit den Polen einer Säule, so beginnt der

[1]) Aehnliche Versuche von Gore, Proceed. Roy. Soc. 24, p. 121, 1876*.

Draht in der auf der Verbindungslinie der Magnetpole normalen E
zu oscilliren. Geht der Strom durch den Draht von oben nach unte
wird er bei der in der Zeichnung angegebenen Lage des Magnetes


Fig. 120.



schen die Pole hineingezogen, wie sich leicht ergiebt, wenn man
vergegenwärtigt, dass die Resultanten der Wirkungen der Pole *n* u
auf die Elemente von *ab* auf den durch *ab* und *n* oder *s* gelegten Eb
senkrecht stehen.

Durch diese Bewegung schwingt der Draht aus dem Quecksi
hinaus; der Strom wird unterbrochen, der Draht fällt zurück und
Spiel beginnt von Neuem. Bei Umkehrung der Stromesrichtung im D
oder bei Verwechselung der Pole des Magnetes bewegt sich der D
nach der den Magnetpolen abgewendeten Seite.

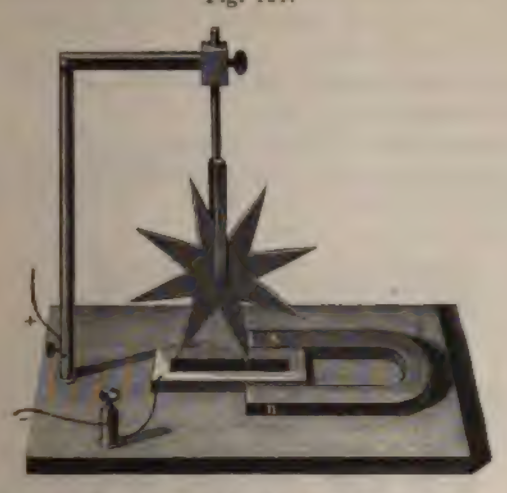
186 Befestigt man ein sternförmiges metallenes Rad mit seiner Ax
einem Bügel und lässt das Ende seiner einen Speiche in die zwis
den Polen des Magnetes *ns*, Fig. 121, befindliche Quecksilberrinne
tauchen, so wird bei Verbindung des das Rad tragenden Bügels und
Quecksilberrinne, wie bei dem oben beschriebenen Versuche, die in
Quecksilber tauchende Speiche des Rades je nach der Stromesricht
und der Lage der Magnetpole zu den Magnetpolen hingezogen oder
ihnen fortgestossen. Sie hebt sich dadurch aus dem Quecksilber und
für tritt die folgende Speiche in dasselbe, welche sich in dem glei
Sinne fortbewegt. So geräth das Rad in dem einen oder anderen S
in Rotation. Diesen Apparat bezeichnet man mit dem Namen des B
low'schen Rades[1]).

---

[1]) Barlow, On magnetic attraction. London 1823, p. 279*; Bibl.
20, p. 127*.

Auch wenn man das sternförmige Rad durch eine kreisförmige Metallscheibe ersetzt, die an einem Punkte ihrer Peripherie vor den Magnetpolen *n* und *s* in die Quecksilberrinne eintaucht, geräth dieselbe

Fig. 121.



in gleichem Sinne in Rotation. Dies ist ein Beweis dafür, dass der vom Mittelpunkte der Scheibe durch einen Radius derselben zur Quecksilberrinne fliessende galvanische Strom während der Einwirkung der Magnetpole bis zu einem gewissen Grade fest mit den Molecülen der Scheibe verbunden ist, so dass sich die bewegende Wirkung der Magnetpole von dem Strom auf die Scheibe selbst überträgt. Wäre dies nicht der Fall, so würden nur die Stromesbahnen in der Scheibe durch die Einwirkung des Magnetes verschoben werden (vergl. indess §. 201).

Ein in seinen Haupttheilen von Ritchie[1]) angegebener Apparat, 187
bei welchem ein Elektromagnet von veränderlicher Polarität vor einem Stahlmagnet rotirt, ist folgender:

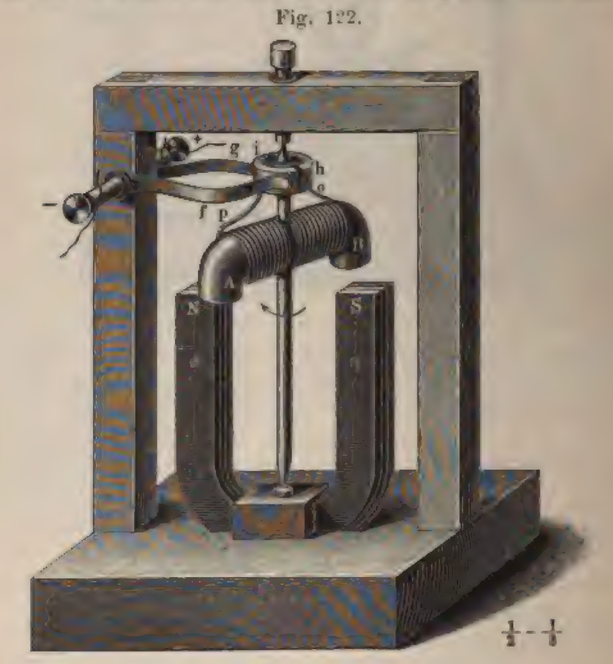
Vor den Polen *NS*, Fig. 122 (a. f. S.), eines Stahlmagnetes dreht sich an einer verticalen Axe ein Eisenstab *AB*, welcher mit übersponnenem Kupferdraht umwickelt ist. Die Enden dieses Drahtes sind mit zwei halbcylindrischen Stücken Kupfer *h* und *i* verbunden, welche auf die Peripherie eines kleinen, auf der Axe aufgesetzten Holzrades aufgeschraubt sind, so jedoch, dass sie einander nicht berühren, und ihre Zwischenräume gerade um 90° gegen die durch die Schenkel des Stahlmagnetes gelegte verticale Ebene gedreht sind, wenn der Eisenstab *AB* sich in r Ebene befindet. Gegen das Holzrad schleifen die Federn *f* und *g*, che mit den Polen einer Säule verbunden sind. Tritt in die Feder *g* positive Strom ein, so fliesst er durch das Kupferstück *h*, strömt bei

1) Ritchie, Phil. Trans. 1833, **2**, p. 318*; Pogg. Ann. **32**, p. 538*.

o in den um Stab AB gewundenen Draht und fliesst sodann durch das Kupferstück i und Feder f weiter. Dadurch erhält der Eisenstab AB bei B einen Nord-, bei A einen Südpol. Er dreht sich gegen den Magnet NS, so dass B sich dem Pol S nähert. Hat B diesen Pol erreicht, so tritt Feder g von dem Kupferstück h auf das Stück i, Feder f von i auf h; die Polarität in AB wird umgekehrt. Das Ende B wird ein Südpol und von Pol S abgestossen; der Stab AB bewegt sich daher in der bestehenden Rotationsrichtung weiter.

Häufig ersetzt man in diesem Apparate das Rad ih durch einen kreisförmigen, zwischen den Schenkeln des Magnetes unterhalb AB an-

Fig. 122.



gebrachten Quecksilbernapf, der durch eine in der Ebene der Magnetpole liegende niedrige Glasplatte in zwei von einander isolirte Hälften getheilt ist, welche mit den Polen der Säule verbunden sind. In diese beiden Hälften tauchen zwei von den Enden der Drahtwindungen von AB hinabgeleitete Drähte so ein, dass, wenn AB die Pole N und S des festen Magnetes gerade verbindet, sie bei einer geringen Drehung von AB über die Glaswand hinübergleiten, und nun ihre Verbindung mit den Polen der Säule die entgegengesetzte wird, wie vorher.

Die Construction eines anderen praktischen Apparates dieser Art, des Wagner-Neef'schen Hammers, auf dessen Einrichtung die Thl. I, §. 715 beschriebene Siemens'sche selbstthätige Wippe beruht, werden wir im Capitel „Induction" näher angeben.

Auch durch den Erdmagnetismus kann man continuirliche Rotatio- 188
von Elektromagneten hervorbringen, wenn man zu geeigneten Zei- ihre Polarität umkehrt. — Von den hierzu construirten Apparaten hreiben wir nur den folgenden.

Durch eine Kugel a, Fig. 123, sind rechtwinklig gegen einander horizontale Eisenstäbe ns und $n_1 s_1$ gesteckt, welche mit übersponnenem Kupferdraht umwunden sind. Die Kugel ist auf einer verticalen Axe befestigt, welche sich in der Hülse b leicht dreht. Unter derselben befindet sich ein durch eine Scheidewand ee in zwei Abtheilungen c und d getheilter Quecksilbernapf, in welchen die vier Enden der die Eisenstäbe umgebenden Drahtspiralen eintauchen. Die beiden Hälften des Quecksilbernapfes sind mit Klemmschrauben verbunden, zu

Fig. 123.



n man die Leitungsdrähte der Säule hinführt. Man stellt den Appa- o, dass die Scheidewand des Quecksilbernapfes in die Ebene des mag- chen Meridians fällt. Der Strom theilt sich dann zwischen den Spira- eider Eisenstäbe und magnetisirt sie; ihre einen Enden suchen sich Nord, die anderen nach Süd zu stellen. Sobald aber die Leitungs- te der einen oder anderen Spirale über die Scheidewand hinüber- n, kehrt sich die Polarität des Eisenstabes in derselben um und der sucht sich entgegengesetzt zu stellen. So findet, wie bei dem Appa- von Ritchie, eine continuirliche Rotation statt [1]).

Es hat keine Schwierigkeit, solche Apparate auch so zu construiren, sie, statt in einer horizontalen, in einer verticalen Ebene rotiren [2]).

Eine weitere hierhergehörige Erscheinung ist die zuerst von Pog- 189
dorff [3]) beobachtete doppelsinnige Ablenkung der Magnetnadel Galvanometers, welche auch zu Rotationen derselben führen kann. Man stellt ein Galvanometer so auf, dass die Nadel parallel den dungen des Multiplicators schwebt, und leitet durch letzteren in

[1]) Aehnlich v. Kramer, Pogg. Ann. 43, p. 304, 1838*. — [2]) Vergleiche litzsch, Fernewirkungen des Stromes, p. 330, 1865*. — [3]) Poggen- f, Pogg. Ann. 45, p. 353, 1838*, welcher auch bereits die Theorie dieser einungen in einfachster Form gegeben hat. Versuche über die doppelsin- Ablenkung auch von Lord Rayleigh, Phil. Mag. [5], 3, p. 43; Beibl. 1, 2, 1877*.

schneller Aufeinanderfolge abwechselnd gerichtete Ströme, indem m
entweder durch einen Inversor die Richtung des Stromes einer Ke
schnell hinter einander umkehrt, oder indem man die alternirend
Ströme eines Inductionsapparates verwendet.

Hindert man die Nadel durch Hemmungen, weiter als 8 bis 1
zu beiden Seiten des Nullpunktes auszuschlagen, so bleibt sie auf d
Nullpunkt stehen oder macht höchstens kleine Oscillationen, die mit
Schnelligkeit des Wechsels der Stromesrichtung abnehmen. Dieses V
halten ergiebt sich unmittelbar daraus, dass die Wirkungen der auf e
ander folgenden, entgegengesetzt gerichteten Ströme sich gegensei
vernichten.

Ist aber die Nadel nicht in ihren Bewegungen gehemmt, und ist
vor Einwirkung der abwechselnden Ströme um 8 bis 10^0 nach der ein
oder anderen Seite vom Nullpunkt abgelenkt, so schlägt sie durch
Wirkung jener Ströme bis zu 90^0 aus und begiebt sich in die O
Westlage.

Der Grund dieser Erscheinung liegt in der temporären Magneti
rung der Doppelnadel in der Richtung ihrer Axe, welche eintritt, we
sie nicht den Windungen parallel ist, und zwar in desto höherem Gra
je mehr sie sich der normalen Lage gegen die Windungen nähert.

190 Ist β die Neigung der Nadel in ihrem Ruhezustande gegen die Eb
der Multiplicatorwindungen, α die Neigung der durch den Strom
gelenkten Nadel, M ihr permanentes Moment, H die horizontale Com
nente des Erdmagnetismus, I die Stromintensität, m der durch d
Strom Eins bei der Ablenkung von 90^0 in der Nadel erzeugte tempor
Magnetismus, und nimmt man an, dass ihre temporäre Magnetisiru
der Stromintensität proportional ist, so ist die Kraft, welche die Nadel
die Ruhelage zurückführt[1]), gleich

$$(M \pm I m \sin \alpha) H \sin(\alpha - \beta) - (I^2 m \sin \alpha \pm I M) \cos \alpha.$$

Da sich bei zwei auf einander folgenden gleichen aber entgegengesetzt
Strömen $\pm I m \sin \alpha$ und $\pm I M$ gegenseitig aufheben, so bleibt

$$M H \sin(\alpha - \beta) - I^2 m \sin \alpha \cos \alpha = M H [\sin(\alpha - \beta) - A \sin 2\alpha]$$

wo $A = {}^1/_2 I^2 m / M H$ ist.

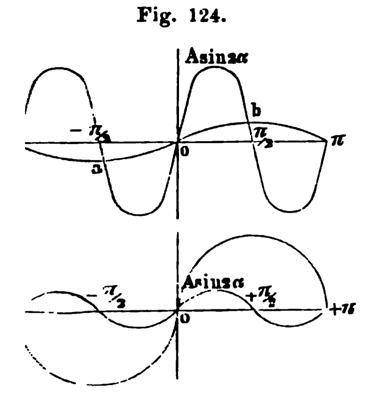
Ist zunächst $\beta = o$ und verzeichnet man die Curven für $\sin \alpha$ u
$A \sin 2\alpha$, so schneiden sie sich, wenn A gross ist, Fig. 124, in den Pu
ten $-\pi$, o, $+\pi$ der Abscissenaxe und in zwei Punkten a und b. In d
den ersteren Punkten entsprechenden Lagen ist das Gleichgewicht la
da beim Fortschreiten nach beiden Seiten von dem betreffenden Pu
die Ordinaten der Curve für $A \sin 2\alpha$ grösser sind, als die der Curve

---

[1]) Chryst[illegible] Phil. Mag. [5] 2, p. 401, 1876*.

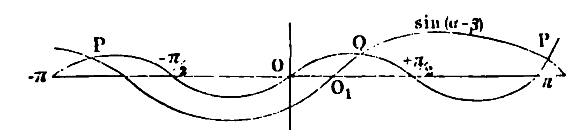
also die entsprechenden Kräfte entgegengesetzt gerichtet sind; für l *b* treten dagegen stabile Gleichgewichtslagen ein, die um so näher an $\pm \frac{1}{2}\pi$ liegen, je grösser *A* ist. Ist *A* klein, so ist das Gleichgewicht in der Nulllage stabil, wo sich die Curven schneiden.

Fig. 124.



Ist β nicht Null, so verschiebt sich die Curve für $\sin \alpha$ um eine Länge β nach rechts. Ihr Anfangspunkt liegt in O_1, so dass der Abstand $O_1 - O = \alpha$ ist (Fig. 125). Sie schneidet die Curve für $\sin 2\alpha$ nahe dem Punkte O_1 in *Q* und in den Punkten *P* in der Nähe der Punkte $\pm \pi$. Ersterem entspricht

Fig. 125.



lleinige stabile und letzteren Schnittpunkten entsprechen labile ıgewichtslagen.

191 Sind die abwechselnd gerichteten Ströme nicht gleich stark, so muss lurch dieselben in den Nadeln erregte temporäre Magnetismus so ıtend sein, dass die Summe der Wechselwirkungen zwischen dem ren und den durch das Galvanometer geleiteten Strömen die Diffe- der Wirkung dieser Ströme auf den permanenten Magnetismus der ln überwiegt, damit sie das Phänomen der doppelsinnigen Ablen- zeigen. Ist die Intensität der in der einen Richtung fliessenden ne gleich Null, hat man also hierbei nur eine Reihe in gleichem fliessender Ströme von der Intensität $- I$, so muss, damit sie die l nach der ihrer ursprünglichen Ablenkung entgegengesetzten Seite en, das Product *Im* grösser sein als *M*. Die Nadel darf also nur ehr geringes permanentes magnetisches Moment *M* besitzen. Des- kann man in diesem Fall das Phänomen der doppelsinnigen Ab- ıng namentlich an Eisennadeln sehr gut beobachten.

192 Man kann dieses Phänomen auch in der Art erhalten, dass man vor Magnetnadel durch eine Centrifugalmaschine einen Magnetstab um ihn halbirende, in dem magnetischen Meridian liegende, horizontale so rotiren lässt, dass bei seinem Durchgang durch die horizontale der eine oder andere Pol in einiger Entfernung nach Ost oder

rerzeichneten sich in ähnlicher Weise durch den ver-
upferabsatz Linien, welche den Linien gleichen Poten-

en die Ströme, welche zwischen dem Eisen, dem darauf
r und der Lösung entstehen, durch die Magnetpole
so dass der Absatz regelmässig geschieht.

s des Magnetismus auf Ströme von veränderlicher Bahn.

m in einer flachen Metallplatte und wirkt auf ihn 199
t er nach früheren Erfahrungen dadurch seine Rich-
erkennen kann, wenn man auf die Platte zwei mit
anometerdrahtes verbundene Metallspitzen aufsetzt
r Einwirkung des Magnetes die isoelektrischen Cur-
en bleiben dabei ungeändert.
s lässt sich nach Mach[1]) in folgender Weise an-

sehr dünnes, kreisförmiges Silberblatt mittelst
e von Hartgummi und bringt an zwei diametral
ellen zwei Polster von Stanniol an, auf die zwei
aufgesetzt werden. Auf das Silberblatt wird
nem Wachs in Aether gegossen. Leitet man
des Wachses einen Strom hindurch, so schmilzt
gen Stellen gleich schnell, wo der Strom gleich
t. Es zeichnen sich so einige Stromescurven in
ab.
parirte Platte zwischen die Pole eines starken
lt, so zeigt sich keine Aenderung der Curven,
der Ströme aus ihren Bahnen in der Platte.
einer nicht ausgeschnittenen kreisrunden, radial
nen Scheibe unter Einfluss des Magnetes beweist,
Scheibe nicht wesentlich verschoben werden, son-
durchfliessens des Stromes fest mit ihr verbunden

eren Art hat von Feilitzsch[2]) dasselbe bewiesen. 200
Säule wurde zwischen zwei weit von einander ent-

1) Repert. 6, p. 10, 1870*. — 2) von Feilitzsch, Bericht der
in Karlsruhe 1858, p. 151; Fernewirkungen des Stroms p. 744*
Mitteln A. M. Mayer, Silliman J. [3], 1, p. 17, 1871*.

West vor dem einen Pol der Magnetnadel vorbeigeht [1]). Steht die N im magnetischen Meridian, so bleibt sie darin; wird sie gegen selben um 90° gedreht, so verbleibt sie auch in dieser Stellung, gl viel, welchen Pol sie der Rotationsebene des Magnetstabes zuk da die anziehenden und abstossenden Wirkungen der Pole des St auf die Pole der Nadel bei dem schnellen Wechsel ihrer Lage sich heben, und nur der jedesmal in dem dem Stab zunächst liegenden E derselben vertheilte Magnetismus, welcher dem des genäherten Poles Stabes in jedem Falle ungleichnamig ist, eine Anziehung jenes E zur Folge hat.

193 Hängt man in den Multiplicator eine weiche Eisennadel ein, ist bei dem Durchleiten alternirender Ströme durch ersteren die Gesch digkeit der Nadel bei der Ankunft in der transversalen Lage so g dass sie mehr als 90° über dieselbe hinausfliegt, so treten die glei Erscheinungen wie Anfangs wiederholt ein, die Nadel geräth in continuirliche Rotation. Man kann dieselbe befördern, wenn man dem Multiplicatorrahmen einen Hufeisenmagnet mit seinen Schen nach unten anbringt, dessen Pole in der Richtung des Rahmens li oder zwei horizontal liegende, ihre entgegengesetzten Pole dem Rah zukehrende Stahlmagnete zu beiden Seiten desselben in gleicher R tung hinlegt. Liegt die Ebene der Pole senkrecht gegen den Rah so wird die Rotation auf Null reducirt. Im ersten Fall erhält die N durch die Magnete ein temporäres Moment in der Richtung der W dungen, infolge dessen sie durch den Strom in letzteren stärker gelenkt wird. Dieses Moment nimmt mit der Ablenkung der Nadel fliegt sie über die Transversalstellung hinaus, so erhält sie durch Magnete ein umgekehrtes, immer wachsendes Moment, wodurch sie ter getrieben wird.

Die weiche Eisennadel kann man auch durch ein sternförmiges, einer Spitze balancirtes Rad von Eisen ersetzen; die Rotation wird noch verstärkt [2]).

194 Werden in einen Schliessungskreis zwei solche Rotationsapp eingeschaltet und wird in dem einen I derselben der über dem Rah befindliche Magnet umgekehrt, so kehrt sich auch in diesem allein Rotation um. Die Geschwindigkeit in dem anderen (II) scheint etw steigen, wenn die Rotation in dem ersten im gleichen Sinne, und zu f wenn sie im entgegengesetzten Sinne erfolgt. Wird der Magnet au entfernt, so steigt die Geschwindigkeit in (II). Werden in den I

---

[1]) Poggendorff, l. c. p. 185*. — [2]) de Fonvielle u. Lontin, Compt. 90, p. 800, 910, 969, 1880*; Beibl. 4, 557*; siehe auch Jamin ibid, p. 8 p. 14, 1880*; Beibl. 4, p. 557, 735*.

Rahmen von I feste Eisenstücke eingelegt, so nimmt sie sehr stark ab. Diese Erscheinungen dürften sich wohl durch die Inductionsströme erklären, welche durch die rotirenden Eisenmassen erzeugt werden.

VII. Elektromagnetisches Verhalten biegsamer Leiter.

Bringt man zwischen die Pole eines Magnetes einen von einem 195
Strom durchflossenen, sehr biegsamen Leiter, so biegt sich derselbe je nach der Lage seiner Endpunkte in verschiedene Formen.

Ein Goldblatt, welches man an zwei Klemmschrauben in verticaler Lage zwischen den Polen eines Magnetes mit seiner Fläche in der durch die Pole gelegten Ebene aufhängt, wird schon beim Durchleiten sehr schwacher Ströme nach der einen oder anderen Seite abgelenkt und kann somit als empfindliches Elektroskop dienen [1]).

Nach Le Roux [2]) kann man hierzu auch einen dünnen Platindraht (1/10 mm dick und 15 bis 20 cm lang) verwenden, der lose zwischen zwei dickeren Kupferdrähten ausgespannt ist. Leitet man durch denselben einen Strom (von 12 Bunsen'schen Elementen), durch welchen er in lebhaftes Glühen geräth, so biegt er sich, wenn man ihn zwischen die Pole eines sehr starken Elektromagnetes bringt.

Liegen seine Endpunkte, wo er an den Kupferdrähten befestigt ist, in zwei Punkten der auf der Verbindungslinie der Pole normalen, dieselbe halbirenden Ebene (der Aequatorialebene), so biegt er sich nach oben oder unten in Kreisform, da dann alle, von den Polen auf ihn ausgeübten Kräfte gerade im Gleichgewicht sind. Liegen seine Endpunkte in der die Pole verbindenden axialen Linie, so biegt er sich in S-Form, indem auf beide Hälften des Drahtes entgegengesetzt gerichtete Rotationswirkungen stattfinden. — Wird der Platindraht um eine metallene, durch ein kleines, an einem Seidenfaden hängendes Gegengewicht belastete Rolle gewickelt, die mit dem einen Pole der Säule verbunden ist, und dieselbe über einem polirten verticalen Eisenstab aufgestellt, welcher auf den einen Pol eines kräftigen Magnetes aufgesetzt ist, wird ferner das freie Ende des Drahtes an dem Eisenstab befestigt, und dieser mit dem anderen Pol der Säule verbunden, so rotirt der Draht um den Eisenstab und wickelt sich dabei von der Rolle ab und auf letzteren auf. — Statt des Platindrahtes kann man auch Silberdraht verwenden, dessen Temperatur durch den Strom nicht ganz zum Glühen gesteigert zu werbraucht, um diese Erscheinungen zu zeigen [3]).

---

[1]) Cumming, Phil. Mag. 8, 1824*; Dove's Repert. 1, p. 259, 1837*. — [2]) Le Roux, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 61, p. 409, 1860*. — [3]) Ganz ähnliche Versuche auch nochmals von Gore, Phil. Mag. [4] 48, p. 39, 1874*.

196 Wie feste biegsame Leiter werden auch Flüssigkeitsstrahlen dur den Magnet abgelenkt und in Rotation versetzt. — Ein Hufeisenelektr magnet wird mit seinen Polen horizontal gestellt. Aus einem Gefä oberhalb fliesst ein Strom von verdünnter Schwefelsäure zwischen de Polen in ein zweites Gefäss. Durch beide Gefässe und den Flüssigkeit strahl wird der Strom einer kleinen Säule geleitet. Beim Schliessen d Stromes des Elektromagnets wird der Strahl nach aussen oder innen a gelenkt. Bei einem Quecksilberstrahl bemerkt man noch eine Krün mung aus den Verticalen heraus. Strömt der Flüssigkeitsstrahl von ob auf den einen Pol eines Elektromagnetes, dessen Axe vertical steht, wird er nach der Seite abgelenkt und geräth eventuell in Rotatio Endet der Magnetpol in eine nach oben gekehrte Spitze, auf die d Strahl fällt, so wird er in sich selbst gedrillt. — Auf einen in Tropf zerfallenden Strahl hat der Elektromagnet keinen Einfluss [1]).

197 Ein anderer schon früher erwähnter Rotationsapparat ist der folgend Eine horizontale Glasröhre mit nach unten gebogenen Enden trägt der Mitte einen Trichter, in welch aus einem oberhalb aufgestellten G fäss Quecksilber fliesst. In die Gla röhre ist in der Mitte eine Platinspitz eingesetzt, welche auf einem Quec silbernapf ruht, der mit dem ein Pol einer Säule verbunden ist. Da Quecksilber fliesst aus der Röhre ein ringförmiges Gefäss voll Quec silber, welches mit dem andern Pol der Säule verbunden ist. Ein Elek tromagnet wird unter den Apparat gebracht; ganz ähnlich wie in de §. 155 beschriebenen Apparat [2]).

Fig. 126.



198 Auch der folgende, indess noch zu wiederholende Versuch beru jedenfalls auf dieser Wirkung des Magnetes auf Ströme in Flüssigkeit

Ein flaches Gefäss von dünnem (elektrotypischem), sorgfältig gere nigten Eisen von etwa 1 cm Tiefe wurde auf die Pole eines starken Ma netes gesetzt und mit Kupfervitriollösung gefüllt. Das Kupfer setzte s ziemlich gleichmässig ab, nur auf den Begrenzungslinien der Pole w der Absatz dünner oder fehlte ganz, so dass sie ganz scharf defin waren. Zwischen den Polen erschienen im Kupferabsatz dünnere u dickere mit Kupfer belegte Linien parallel zu den Kanten derselbe welche sich beiderseits um die Pole umbogen. Um einen einzelnen P legten sich ebenso Kreislinien. Wurden Pole mit kreisförmigen Fläch

---

[1]) Sylvanus P. Thompson, Phil. Mag. [8] 5, p. 505, 1879*; Beibl. p. 149*. — [2]) Zöllner, l. c., §. 157; ähnlich Felici, N. Cimento, 13, p. 2 1875*.

. Einfluss des Magnetismus auf Ströme von veränderlicher Bahn.

Fliesst ein Strom in einer flachen Metallplatte und wirkt auf ihn 199
agnet, so ändert er nach früheren Erfahrungen dadurch seine Richnicht, wie man erkennen kann, wenn man auf die Platte zwei mit Enden des Galvanometerdrahtes verbundene Metallspitzen aufsetzt or und nach der Einwirkung des Magnetes die isoelektrischen Curufsucht. Dieselben bleiben dabei ungeändert.

Dieses Verhältniss lässt sich nach Mach[1]) in folgender Weise anlich machen.

Man klebt ein sehr dünnes, kreisförmiges Silberblatt mittelst ni auf eine Platte von Hartgummi und bringt an zwei diametral überliegenden Stellen zwei Polster von Stanniol an, auf die zwei mschrauben fest aufgesetzt werden. Auf das Silberblatt wird Lösung von warmem Wachs in Aether gegossen. Leitet man dem Festwerden des Wachses einen Strom hindurch, so schmilzt Wachs an denjenigen Stellen gleich schnell, wo der Strom gleich Intensität besitzt. Es zeichnen sich so einige Stromescurven in von Lemniscaten ab.

Wird eine so präparirte Platte zwischen die Pole eines starken omagnetes gebracht, so zeigt sich keine Aenderung der Curven, eine Ablenkung der Ströme aus ihren Bahnen in der Platte.

Auch die Rotation einer nicht ausgeschnittenen kreisrunden, radial trom durchflossenen Scheibe unter Einfluss des Magnetes beweist, die Ströme in der Scheibe nicht wesentlich verschoben werden, sonwährend des Hindurchfliessens des Stromes fest mit ihr verbunden

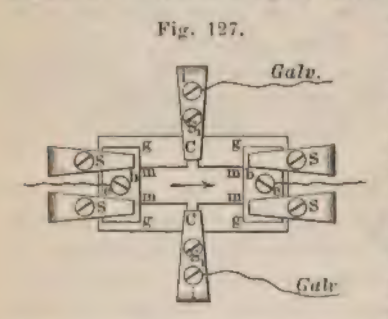
1881)

fernten, in eine Ebene gewundenen flachen Spiralen verzweigt, und letzteren in entgegengesetzter Richtung durch die beiden Wind reihen eines empfindlichen Differentialgalvanometers geleitet. I Einschaltung einer genügenden Drahtlänge in die eine oder an Zweigleitung mit Hülfe eines Rheostaten konnte die Nadel des Gal meters auf Null gebracht werden. Wurde nun der einen oder and flachen Spirale eine eben solche, von einem Strom durchflossene Sp gegenübergestellt, so änderte sich der Stand der Nadel im Galvano nicht, so dass die Stromvertheilung im ganzen Schliessungskreise d die Wechselwirkung der Ströme in den einander benachbarten Spi nicht geändert wurde.

Ebenso wenig hat ein in einer cylindrischen Spirale fliessender stanter Strom einen Einfluss auf die Bewegung der Elektricität in benachbarten cylindrischen Spirale. Die Ablenkung der Nadel ein den Schliessungskreis der letzteren eingeschalteten Galvanometers ä sich nicht bei constanter Schliessung des ersteren Stromes in dem oder anderen Sinne oder bei dauernder Unterbrechung desselben.

201 Entgegen diesen Erfahrungen hat E. H. Hall[1]) nachgewiesen, der galvanische Strom in den Leitern selbst durch den Magnet gelenkt wird. Auf eine Glasplatte *g* ist der Metallstreifen *m* aufgelegt dessen Enden durch dicke, mittelst der stärkeren mit einander versch ten Messingklammern *s* festgedrückte Messingblöcke *b b*, welche Klemmschrauben *c c* tragen, die Leitung vermittelt wird. Von der des Streifens *m* ragen zwei sei Vorsprünge hervor, die mittels mit Klemmschrauben *i* versel Klammern *C* mit einem Thom schen Galvanometer verbunden Durch Abschaben kleiner Stelle Vorsprünge kann man den Stro Galvanometer beliebig abändern. anderen Versuchen wurde auch kleinere Platte mit sehr kurzen tenklammern benutzt. Eine der Platte wird vertical zwischen die Pole eines Magnetes gebracht, so die Magnetkraft senkrecht auf ihr steht. — Zeigte das Galvanometer Erregung des Magnets beim Durchleiten des Stroms durch den St noch keine Ablenkung, so trat eine solche ein, wenn der Magn Thätigkeit gesetzt wurde, und zwar blieb sie constant bestehen. Umkehrung des Stromes stieg die Aenderung der Ablenkung bi

Fig. 127.



---

[1]) E. H. Hall, Americ. Journ. of Math. 2, p. 287, 1880*; Sillim. J. [p. 161, 1880*; Beibl. 4, p. 408, 5, p. 57*; Phil. Mag. [5] 12, p. 157, Beibl. 6, p. 36.

30 Scalentheile. Lag die Platte horizontal, so dass die Magnetkraftlinien parallel zur Platte in der Richtung der Seitenansätze von C zu C_1 liefen, so zeigte sich keine Wirkung.

Die Richtung der Ablenkung des durch die Platte geleiteten Stromes ist für Silber, Gold und Platin, auch beachtenswerther Weise für Nickel die gleiche, für Eisen und Kobalt die entgegengesetzte.

In den erst erwähnten Metallen wird der Strom in gleicher Art abgelenkt, wie ein zwischen den Polen des Magnets aufgespannter vom Strom durchflossener Faden.

Bei quantitativen Versuchen wurde die Stärke des Magnetfeldes 202
durch plötzliche Entfernung einer mit einem Spiegelgalvanometer verbundenen Prüfungsspirale aus demselben bestimmt. Die Constante des dabei verwendeten Galvanometers wurde durch Hindurchleiten eines durch einen Erdinductor inducirten Stromes bestimmt (siehe das Cap. Induction). Dann wurde der durch eine Tangentenbussole gemessene Strom durch den Streifen geleitet und die Wirkung der Umkehrung der Magnetisirung auf das in die transversale Leitung eingeschaltete Thomson'sche Galvanometer gemessen. Das Resultat des Experimentes wird durch die Formel:

$$\frac{M \cdot V}{E'} = \frac{F \cdot d' \cdot H \cdot sin \frac{1}{2} \varphi \cdot tg\, \alpha}{\delta \cdot d \cdot p \cdot r \cdot sin \frac{1}{2} \varphi' \cdot tg\, \vartheta}$$

dargestellt. In derselben bezeichnet F die doppelte Fläche des Erdinductors, dividirt durch die Fläche der Prüfungsspirale, φ und φ' sind die Ablenkungen des Galvanometers bei Entfernung der Prüfungsspirale aus dem Magnetfeld und bei Wirkung des Stromes des Erdinductors, α und ϑ die Ablenkungen der Tangentenbussole durch den primären und den zur Empfindlichkeitsmessung bestimmten Strom, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, d und d' die Differenzen der Ablesungen am Thomson'schen Galvanometer beim Hauptversuch und bei Umkehrung des Stromes bei der Bestimmung der Empfindlichkeit desselben Galvanometers, δ die Dicke des Metallstreifens, p der Theil des durch ϑ gemessenen Stromes, welcher durch das Galvanometer fliesst, r der Gesammtwiderstand des Galvanometerkreises beim Hauptversuch. V ist die durch den Querschnitt des Streifens dividirte Stromintensität oder die Dichtigkeit des primären Stromes, E' die elektromotorische Kraft im Abstand von einem Centimeter des transversalen Stromes, M die Intensität des Magnetfeldes.

Die Versuche selbst wurden angestellt mit ganz dünnem Blattdünner, zu Zahnoperationen verwendeter Goldfolie (von 134 bis 10^{-8} cm Dicke), mit Silberfolie (4 Streifen) von $491 \cdot 10^{-8}$ cm, sehr dünnem auf Glas niedergeschlagenen Silber von ca. $148 \cdot 10^{-7}$ cm

Dicke, einer Eisenplatte von $347 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke, einer Platinplatte
$274 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke, einer Kobaltplatte von 0,045 cm Dicke, elektrolyt
niedergeschlagenem Nickel von 0,01 cm Dicke, sowie mit Zinnstre
Die Resultate sind die folgenden:

	10. MV/E'
Gold, hart	150 — 154
„ weich	125 — 162,5
Silber	116; 135 — 135,5 [1])
Platin	417
Eisen	— 12,85
Kobalt	— 44
Zinn	sehr klein.

Das Verhältniss der sichersten Beobachtungen ist für:

	Eisen	Silber	Gold	Platin	Zinn
E'/MV	— 78	8,6	6,8	2,4	0,2 (?)
E'/RMV	— 80	57	32	2,6	0,15 (?)

In der zweiten Reihe ist E'/MV durch den specifischen Widersta
des Metalles dividirt, so dass dann an Stelle von V die Potentiald
renz E im Abstand von einem Centimeter tritt.

EM/E' ist also für die verschiedenen Metalle nicht constant.
gegen erweist sich bei verschiedenem Querschnitt bei demselben M
MV/E' nahezu constant.

Wuchs bei Nickel die Stärke M des Magnetfeldes, so ergab sic

M	1667	2512	4775	6540	7996	8644	9708	107
$10^{10} E'/V$	209,3	314,3	596,4	735,5	761,6	755,1	759,8	7

Mit wachsendem M steigt also der Werth E'/V erst schnell an
erreicht dann ein Maximum [1]).

Diese Resultate könnten einmal von einer directen Ablenkung
Ströme in den Metallen durch den Magnet, dann aber auch secundär
einer Aenderung der Leitungsfähigkeit derselben nach verschied
Richtungen unter dem Einfluss des Magnetes herrühren [2]).

X. Berechnung der Wirkung geschlossener Strön auf einen Magnetpol.

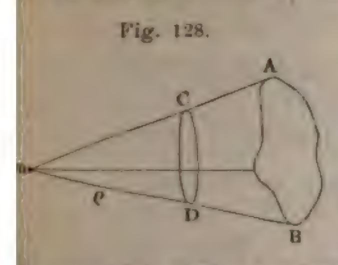
203 Mit Hülfe der in den früheren Paragraphen gegebenen Sätze kö
wir die Wirkung jedes beliebigen geschlossenen Stromes auf einen
netpol berechnen.

---

[1]) Hall, Phil. Mag. [5] 12, p. 157, 1881*; Beibl. 6, p. 36*. — [2])
kinson, Phil. Mag. [5] 10, p. 430, 1880*; Beibl. 5, p. 146*. Siehe auc
Schlusscapitel des Werkes.

Diese Berechnung kann in doppelter Weise geschehen. Einmal be-
imen wir die Componenten der Wirkung eines einzelnen Elementes des
mes AB, Fig. 128, auf den Magnetpol m nach dem Biot-Savart'-
n Gesetze, und erhalten durch Integration über alle Elemente die Componenten der Wirkung des ganzen Stromes. Sodann aber können wir auch den Strom durch ein System unendlich kleiner geschlossener Ströme von gleicher Intensität i wie der des gegebenen Stromes ersetzen, welche irgend eine beliebige, von dem Strome umgrenzte Fläche bedecken. Für jeden dieser kleinen Ströme substituiren wir

Fig. 128.



n gegen seine Ebene normalen Magnet vom Moment $M = \frac{1}{2} i \lambda$,
λ der Flächenraum des Stromes ist. Die Wirkung des ganzen ge-
lossenen Stromes lässt sich sonach durch die Wirkung zweier un-
lich nahe an einander liegender, mit entgegengesetzten magnetischen
dis beladener Flächen darstellen.

Indess bedarf diese Betrachtung einer genaueren Erwägung[1]). Um-
liesst der Strom AB eine Fläche F und errichten wir z. B. auf der
m abgewendeten Seite derselben an allen Stellen Normalen von der
stanten sehr kleinen Länge δN, welche der Länge der kleinen Mag-
M entspricht, so lässt sich nachweisen, dass auch die Enden der-
en in einer gegen die Normale δN senkrechten Fläche F_1 liegen und
Vernachlässigung der höheren Potenzen von δN der Unterschied
der Flächen F_1 und F durch den Werth

$$\delta F = \int \delta df = \delta N \int df . w$$

immt ist, wo df ein Element der etwa durch zwei auf einander senk-
te Systeme von Hauptkrümmungslinien in einzelne Elemente getheil-
Fläche F, $w = 1/R + 1/R_1$ gleich der Summe der umgekehrten
ptkrümmungsradien des Elementes df ist. Werden beide Flächen
Nord- und Südmagnetismus von gleicher Dichte ϱ belegt, so erhält
eine sogenannte transversalmagnetische Fläche, bei der
läche F_1 hiernach z. B. mehr Südmagnetismus enthält, als die Fläche
rdmagnetismus, was nicht dem Ersatze der Elementarströme durch
alarmagnete entspricht, wie man zuweilen annimmt. Die Summe
Potentiale beider Flächen auf Punkt m ist dann, wenn der Abstand
Elementes df von $m = r$ ist

$$U = \varrho . \delta \int \frac{df}{r} = \varrho \int \left(\frac{\delta df}{r} - \frac{df\, \delta r}{r^2} \right).$$

[1]) Weyr, Wien. Ber. 56, [2] p. 669, 1867*. Berechnung des Potentials
kreisförmigen und elliptischen Stromes auf einen Magnetpol s. Weyr,
f. Math. 13, p. 414, 1868*.

Da $\delta\, df = \delta N . df . w$, $\delta r = t\, dN / r$ ist, wo t das von m auf die Tan-gentialebene von df gefällte Loth ist, so ist mithin das Potential der transversalmagnetischen Fläche auf m

$$U = \varrho\, \delta N \int \frac{df . w}{r} - \varrho\, \delta N \int \frac{df . t}{r^3}.$$

Der erste Werth entspricht dem Potential des Ueberschusses des Magnetismus auf der Fläche F_1 auf Punkt m, so dass als wirkliches Potential der an Stelle der Elementarströme gesetzten kleinen Molecular-magnete der Werth

$$V = \varrho\, \delta N \int df\, \frac{t}{r^3}$$

bleibt. Nur wenn die transversalmagnetische Fläche eben ist, also $= R_1 = \infty$, $w = o$, fallen U und V zusammen. Der Werth $df . t / r$ V ist aber die Projection des Elementes df auf eine durch seine Mit[te] normal zu r gelegte Ebene. Wird dieser Werth durch r^2 dividirt, [so] wird dadurch ein Flächenelement du bestimmt, welches durch die [von] der Peripherie von df von m aus gezogenen Linien auf einer mit [dem] Radius Eins um m beschriebenen Kugelschale begrenzt wird. Der We[rth]

$$\int df . \frac{t}{r^3} = \int du$$

ist die Oberfläche des durch den Kegel mAB auf jener Kugelschale be-grenzten Segmentes CD. Man erhält also das Potential V, indem m[an] die Intensität des Stromes mit dem körperlichen Winkel des Ke[gels] multiplicirt, dessen Spitze der Pol m, dessen Basis der Strom AB [ist]. Differenzirt man dieses Potential nach den Coordinaten x, y, z parti[ell], so erhält man die entsprechenden Componenten der Wirkung des Stro[mes] AB auf den Pol m[1]).

Wir nehmen hierbei den Raumwinkel als positiv, wenn die für [den] Strom supponirte Magnetfläche ihren Nordpol dem Magnetpole zuke[hrt].

Geht der Magnetpol zu der Magnetdoppelfläche hin und bis [in] dieselbe hinein, so steigt dabei die Kegelöffnung bis auf 2π, und [geht] er dann weiter auf die andere Seite der Fläche über, so steigt [der] Winkel noch weiter. Ist die Kegelöffnung absolut genommen [...] gleiche, φ', wie auf der anderen Seite, so ist jetzt factisch dieselbe [...] $(\varphi' \; 4\pi)$ gestiegen. Geht der Pol ausserhalb der Magnetf[läche] auf die frühere Stelle zurück, so sinkt die Kegelöffnung auf Null [...] steigt wieder auf den Werth $\cdot (\varphi' - 4\pi)$. Bei wiederholtem Durchg[ang] durch die Magnetfläche bis zu demselben Punkte ändert sich das Po[ten]tial also jedesmal um 4π, dasselbe hat an derselben Stelle unend[...]

[1]) Gauss, Resultate des magn. Vereins 1838, p. 51*. S. auch Wassm[uth] Archives 62 p. [illegible] 1878*, Beibl. 3, p. [illegible]*. Macé de Lepinay, J. de [Phys.] 7 p. 414, 1878*, Beibl. 3 p. [illegible]*.

Da $\delta df = \delta N . df . w$, $\delta r = t dN/r$ ist, wo t das von m auf die Tangentialebene von df gefällte Loth ist, so ist mithin das Potential der transversalmagnetischen Fläche auf m

$$U = \varrho \delta N \int \frac{df . w}{r} - \varrho \delta N \int \frac{df . t}{r^3}.$$

Der erste Werth entspricht dem Potential des Ueberschusses des Magnetismus auf der Fläche F_1 auf Punkt m, so dass als wirkliches Potential der an Stelle der Elementarströme gesetzten kleinen Molecularmagnete der Werth

$$V = \varrho \delta N \int df \frac{t}{r^3}$$

bleibt. Nur wenn die transversalmagnetische Fläche eben ist, also $R = R_1 = \infty$, $w = o$, fallen U und V zusammen. Der Werth $df . t / r$ in V ist aber die Projection des Elementes df auf eine durch seine Mitte normal zu r gelegte Ebene. Wird dieser Werth durch r^2 dividirt, so wird dadurch ein Flächenelement du bestimmt, welches durch die nach der Peripherie von df von m aus gezogenen Linien auf einer mit dem Radius Eins um m beschriebenen Kugelschale begrenzt wird. Der Werth

$$\int df . \frac{t}{r^3} = \int du$$

ist die Oberfläche des durch den Kegel mAB auf jener Kugelschale begrenzten Segmentes CD. Man erhält also das Potential V, indem man die Intensität des Stromes mit dem körperlichen Winkel des Kegels multiplicirt, dessen Spitze der Pol m, dessen Basis der Strom AB ist. Differenzirt man dieses Potential nach den Coordinaten x, y, z partiell, so erhält man die entsprechenden Componenten der Wirkung des Stromes AB auf den Pol m [1]).

Wir nehmen hierbei den Raumwinkel als positiv, wenn die für den Strom supponirte Magnetfläche ihren Nordpol dem Magnetpole zukehrt.

Geht der Magnetpol zu der Magnetdoppelfläche hin und bis in dieselbe hinein, so steigt dabei die Kegelöffnung bis auf 2π, und geht er dann weiter auf die andere Seite der Fläche über, so steigt der Winkel noch weiter. Ist die Kegelöffnung absolut genommen die gleiche, φ, wie auf der anderen Seite, so ist jetzt factisch dieselbe auf $-(\varphi - 4\pi)$ gestiegen. Geht der Pol ausserhalb der Magnetfläche auf die frühere Stelle zurück, so sinkt die Kegelöffnung auf Null und steigt wieder auf den Werth $+(\varphi - 4\pi)$. Bei wiederholtem Durchgang durch die Magnetfläche bis zu demselben Punkte ändert sich das Potential also jedesmal um $4\pi i$; dasselbe hat an derselben Stelle unendlich

1) Gauss, Resultate des magn. Vereins, 1838, p. 51*. S. auch Wassmuth, Archives 62, p. 374, 1879*; Beibl. 3, p. 521*. Macé de Lepinay, J. de Phys. 7, p. 414, 1878*; Beibl. 3, p. 202*.

iele um je 4π verschiedene Werthe; indess bleiben die Differentialquotienten dabei die gleichen.

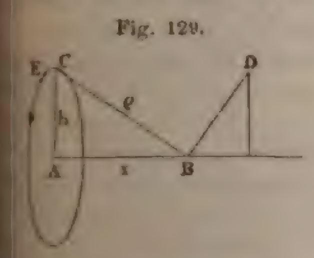
Eine Ausführung der Berechnung der Wirkung verschieden gestalteter geschlossener Ströme auf einen Magnetpol ist hiernach Aufgabe der Mathematik. Unter verschiedenen Verhältnissen kann dabei die eine der andere Betrachtungsweise, die directe Summation der Wirkungen aller Elemente des geschlossenen Stromes auf den Pol oder auch die Differentiation des Potentials, welches durch die Oeffnung des durch Pol und Stromumfang gelegten Kegels bestimmt wird, schneller zum Ziele führen. Die Berechnung hat indess nur in wenigen speciellen Fällen ein physikalisches Interesse. Wir wollen deshalb nur einige der wichtigsten dieser Fälle näher betrachten, bei denen wir im Wesentlichen den ersten Weg einschlagen.

Die Einwirkung eines kreisförmigen Stromes auf ein in der Axe 204
desselben liegendes magnetisches Theilchen berechnet sich in folgender Weise. Es sei (Fig. 129):

der Radius des kreisförmigen Stromleiters $AC = b$
das Bogenelement desselben $CE \quad = b\,d\varphi$
die Intensität des ihn durchfliessenden Stromes $= i$
der Abstand des magnetischen Theilchens B von
dem Mittelpunkte des Stromesleiters $AB \quad = x$
das magnetische Fluidum des Theilchens $B \quad = \mu$.

Die Richtung der Wirkung des Elementes $r\,d\varphi$ auf das magnetische Theilchen steht senkrecht auf der Ebene CEB. Nehmen wir an, das magnetische Fludium in B sei nördlich, so wird es, wenn der Strom durch den Kreis A in der Richtung des Pfeiles strömt, in der Richtung BD angetrieben.

Fig. 129.



Die Wirkung selbst entspricht dem Werthe

$$c\frac{i\mu b\,d\varphi}{CB^2} = c\frac{i\mu b\,d\varphi}{b^2 + x^2},$$

wo eine Constante ist. Zerlegt man diese Wirkung in zwei auf einander senkrechte Componenten, von denen die eine in der Richtung der AB, die andere senkrecht dagegen wirkt, so ist die erstere

$$c\frac{i\mu b\,d\varphi}{b^2 + x^2} \cdot \frac{b}{\sqrt{b^2 + x^2}} = c \cdot \frac{i\mu b^2 d\varphi}{(b^2 + x^2)^{3/2}}.$$

…sammtwirkung des ganzen Stromleiters AC erhält man durch …tion innerhalb der Grenzen 0 und 2π. Sie ist

$$W = c\,\frac{2\pi i \mu b^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}} = c\cdot\frac{2\pi i \mu b^2}{\varrho^3}.$$

Die gegen die Axe AB normalen Componenten der einzelnen Thei
des Stromes in dem Leiter A heben sich alle gegenseitig auf.

Liegt das magnetische Element in der Mitte des Kreisstromes,
ist $x = 0$ und $\varrho = b$, und es bleibt die Wirkung

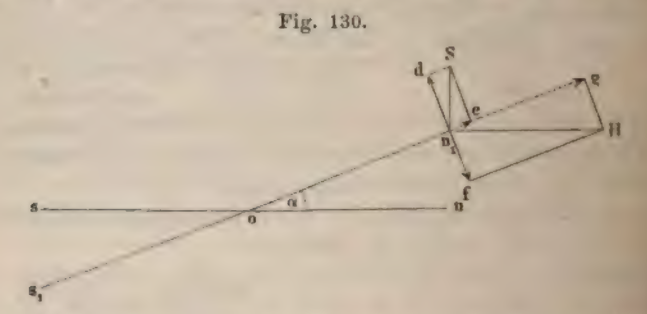
$$W_0 = c\cdot\frac{2\pi i \mu}{b}.$$

Wir wollen die Einheit der Intensität i des Stromes und des Ma
netismus μ so wählen, dass die Constante c gleich Eins zu setzen i
dann ist

$$W = \frac{2\pi i \mu b^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}}; \quad W_0 = \frac{2\pi i \mu}{b}.$$

205 Ist das magnetische Theilchen der Nord- oder Südpol einer im Punk
B oder auch inmitten des Kreises A, Fig. 129, befindlichen sehr klein
Magnetnadel $n_1 s_1$, während die Ebene des Kreises A selbst mit d
Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt, so wirkt der Kre
strom auf beide Pole mit Kräften, welche senkrecht auf seiner Ebe
oder auf der des Meridians stehen. Es sei ns, Fig. 130, die Lage d
Magnetnadel im magnetischen Meridian, $n_1 s_1$ dieselbe nach ihrer A
lenkung durch den Strom. Wir wollen ferner annehmen, dass die R
sultante Sn_1 der ablenkenden Wirkungen des Kreisstromes sich na

Fig. 130.



Grösse und Richtung wegen der Kleinheit der Nadel bei dieser A
lenkung nicht ändere, also senkrecht auf der Ebene des magnetisch
Meridians stehe. Dann wird der Nordpol der Nadel n_1 zugleich dur
die Kraft des Erdmagnetismus in der Richtung $n_1 H$ gezogen, wel
dem magnetischen Meridian parallel ist. Es mögen Sn_1 und $n_1 H$ a
der Grösse nach die wirkenden Kräfte des Stromes und des Erdma
netismus darstellen. Soll die Nadel nach ihrer Ablenkung in
sein, so müssen die auf sie durch beide Kräfte ausgeübten Dre
momente gleich sein. Zerlegt man die Kräfte daher in je zwei C

und $n_1 d$, $n_1 g$ und $n_1 f$, von denen die einen mit der Rich- er Nadel zusammenfallen, die anderen auf derselben senkrecht muss $n_1 d = n_1 f$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α, $= S n_1 \cos \alpha$, $n_1 f = n_1 H \sin \alpha$, d. i. $S n_1 = n_1 H tg \alpha$. Dieselbe g würde auch für die auf den Südpol der Nadel wirkenden en.

orizontale Componente des Erdmagnetismus sei H, die Inten- tromes gleich I, der Magnetismus der Nadel μ, wobei wir die e des §. 204 angenommenen Einheiten für i und μ wählen, für $= 1$ ist. Der Durchmesser des Drahtkreises sei, wie in §. 204 ler Abstand der in seiner Axe gelegenen sehr kleinen Nadel Peripherie gleich ϱ, dann ist $n_1 H = H \mu$ und $n_1 S = 2 \pi b^2 i \mu / \varrho^3$,

$$\frac{2 \pi b^2}{\varrho^3} i \mu = H \mu \, tg \, \alpha$$

$$i = \frac{\varrho^3}{2 \pi b^2} H tg \alpha \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

die Nadel in der Mitte des Drahtkreises, so ist $\varrho = b$, also

$$i = \frac{b}{2 \pi} H tg \alpha \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

ntensität des Stromes ist also der Tangente des ngswinkels der Nadel proportional.

rollen die Kraft berechnen, mit welcher ein Kreisstrom auf 206
isches Element μ wirkt, welches sich in irgend einem Punkte ler nicht in seiner Ebene liegt und auch nicht in dem im te des Kreisstromes auf seiner Ebene errichteten Lothe zu icht.

ittelpunkt des Kreisstromes, Fig. 131 (a. f. S.), befinde sich in C, sei b, das Element μ liege im Punkte I. CG sei das in dem te in der Ebene des Kreisstromes errichtete Loth, welches mit zusammenfalle. Das Loth von I auf die Ebene des Kreis- $I = HC$ sei gleich z. Das Loth IH von I auf die Linie CG a. Eine durch C parallel mit IH gezogene Linie CB ent- X-Axe, eine auf der Ebene BCH senkrechte Linie CF der ie Coordinaten eines in A gelegenen Elementes ds des Kreis- en $AD = y$, $CD = x$. Es sei der Winkel $ACD = \varphi$. der Abstand des Elementes ds von μ, $AI = r$.

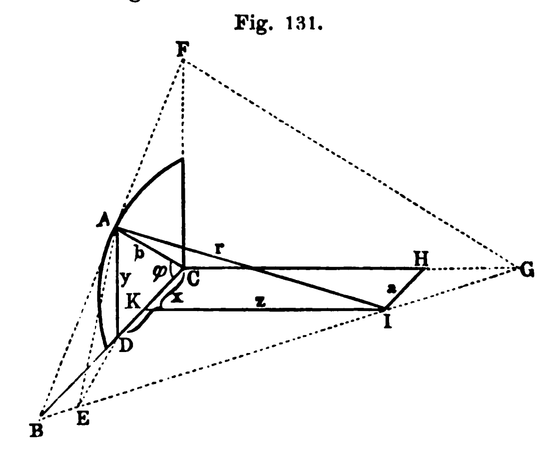
ds und I legen wir eine den Kreisstrom in A tangirende lche die Axen in den Punkten B, F, G schneidet. Es sei Winkel zwischen ds und r, also $\angle BAI = \psi$.

Ist die Intensität des Stromes, welcher den Kreis C durchfl gleich i, der Magnetismus des magnetischen Theilchens in I gleich ist die Wirkung von ds auf μ

$$W = \frac{i \mu ds}{r^2} \sin \psi.$$

Wir setzen hier, wie in §. 204, die Constante c, mit welcher dieser zu multipliciren wäre, gleich Eins. Diese Kraft steht auf der Ebene

Fig. 131.



senkrecht. Bezeichnet man die Winkel, welche das vom Coordir mittelpunkte C auf die Ebene FBG gefällte Loth mit den Coordir axen der x, y, z macht, mit ξ, η, ζ, so sind die Componenten der kung von ds auf μ nach den drei Axen

$$X = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \xi \sin \psi, \quad Y = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \eta \sin \psi,$$

$$Z = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \zeta \sin \psi.$$

Will man die Componenten der Wirkung des ganzen Kreisst bestimmen, so muss man diese Ausdrücke nach ds integriren. Es dann die Y-Componente fort, da je zwei gleich weit über und der XZ-Ebene liegende Elemente ds gleiche und entgegenge Wirkungen in der Richtung der Y-Axe auf das magnetische The ausüben.

In den übrig bleibenden Ausdrücken für X und Z kann man s

$$\cos \xi . \sin \psi = \frac{z}{r} \frac{x}{b}, \quad \cos \zeta \sin \psi = \frac{ax - b^2}{br} \text{ [1]}).$$

[1]) Hädenkamp, Pogg. Annalen 78, p. 59, 1849*. — Der Wink der Neigungswinkel der Ebene BFG und CFG. In der Ecke G is $\cos(BFG, FGC)/\sin(BFG, BGC) = \cos BGC = \cos BIK =$

Ferner ist $ds = b\,d\varphi$, $x = b\cos\varphi$. Setzt man diese Ausdrücke die für die Componenten X und Z erhaltenen Werthe und integrirt ıch φ von 0 bis 2π, so erhält man die Gesammtcomponenten der Wirıng des Kreisstromes auf das magnetische Element:

$$(X) = i\mu b \,.\, z \int_0^{2\pi} \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{r^3} = 2 i \mu b z \int_0^{\pi} \frac{\cos\varphi\, d\varphi}{r^3}$$

$$(Z) = i\mu b \int_0^{2\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3}\, d\varphi = 2 i \mu b \int_0^{\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3}\, d\varphi.$$

In diesen Ausdrücken ist der Werth $r = \sqrt{a^2 + b^2 + z^2 - 2ab\cos\varphi}$ ı setzen.

Die Integrationen lassen sich nicht unmittelbar ausführen. Setzt an indess

$$c^2 = \frac{4ab}{(a+b)^2 + z^2} \text{ und } \psi = \pi - \frac{\varphi_0}{2},$$

) lassen sich die Integrale auf die beiden ersten Formen der elliptischen ntegrale $F(c, \varphi_0)$ und $E(c, \varphi_0)$ reduciren [1]. — Für praktische Zwecke t die Integration von Bravais [2]) ausgeführt worden. Wir folgen einer ntwickelung von H. Kinkelin.

Wir setzen $a^2 + b^2 + z^2 = s^2$ und entwickeln $1/r^3$ nach Potenen von $\cos\varphi$. Dann ist

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{s^3}\left(1 + \frac{3}{1}\,\frac{ab\cos\varphi}{s^2} + \frac{3.5}{1.2}\,\frac{a^2b^2\cos^2\varphi}{s^4} + \frac{3.5.7}{1.2.3}\,\frac{a^3b^3\cos^3\varphi}{s^6} + \frac{3.5.7.9}{1.2.3.4}\,\frac{a^4b^4\cos^4\varphi}{s^8} + \cdots\right).$$

ie Convergenz dieser Reihe ist leicht nachzuweisen. Wird dieser Werth die Ausdrücke für (X) und (Z) eingeführt und beachtet man dabei, ass

---

n Dreieck BAI ist $AI \,.\, \sin BAI = BI \,.\, \sin ABI$, d. i. $BI = r\sin\psi/\sin ABI$. gt man durch AD eine gegen BG senkrechte Ebene ADE, so ist $\angle AED$ $= (BFG, BGC)$. Es ist aber $\sin ABI = AE/AB$, $BI = r\sin\psi \,.\, AB/AE$, $AED = AD/AE$. Werden diese Werthe in in die obige Formel substituirt, ist $\cos\xi \,.\, AE/AD = z \,.\, AE/AB\, r\sin\psi$ oder $\cos\xi\sin\psi = zx/rb$. — r Winkel ζ ist ebenso das Supplement des Neigungswinkels der Ebenen BFG d BCF. In der Ecke B ist aber $\cos(BFG, BCF)/\sin(BFG, BGC)$ $= \cos IBK = BK/BI = BK\sin ABI/r\sin\psi$. Werden wie oben die erthe für $\sin(BFG, BGC)$ und $\sin ABI$ eingeführt, so ist $-\cos\zeta\sin\psi$ $= x/b \,.\, BK/r$. Nun ist $BK = BC - a$ und, da $\triangle ADC \sim ABC$, $BC = b^2/x$, d. i. $-\cos\zeta\sin\psi = (b^2 - ax)/br$.

[1]) Secchi, Smithson Contr. 3, 2, p. 1*; Jahresber. der phys. Ges. 1852, 513*. Helmholtz, ibid. — [2]) Bravais, Compt. rend. 36, p. 193, 1853*; n. de Chim. et de Phys. [3] 38, p. 301*; Pogg. Ann. 88, p. 446*. Die For- von Bravais für die Fehlerberechnung ist nicht ganz richtig. Vergl. h Jacobi, Bullet. de St. Petersb. 16, p. 89, 1858*. Eine wiederholte ähne Berechnung von Mascart, J. de Phys. [2] 1, p. 222, 1882*.

$$\int_0^\pi \cos^{2n+1}\varphi\, d\varphi = 0, \quad \int_0^\pi \cos^{2n}\varphi\, d\varphi = \pi \,.\, \frac{1.3.5\ldots(2n-1)}{2.4.6\ldots.(2n)}$$

ist, so wird bei Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a ent haltenden Glieder:

I.

$$(X) = \frac{2\pi i \mu b z}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\}$$

$$(Z) = \frac{2\pi i \mu b a}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\} - \frac{2\pi i \mu b^2}{s^3}\left\{1 + \frac{3.5\,a^2b^2}{2.2.s^4} + \frac{3.5.7.9\,a^4b^4}{2.2.4.4.s^8}\right\}.$$

207 Es bilde das magnetische Theilchen μ, Fig. 132, den einen Pol einer Magnetnadel NS von der Länge $2l$, deren Mittelpunkt M in dem auf der Mitte des Kreisstromes errichteten Loth liege und von der Ebene desselben um die Länge $OM = e$ abstehe. Der Kreisstrom liege in der Ebene des magnetischen Meridians, so dass die Nadel in ihrer Ruhelage N_1S_1 der Ebene desselben parallel sei. Sie schwinge in der XZ-Ebene. Durch den Strom sei die Nadel um einen Winkel α aus ihrer Ruhelage abgelenkt. Wir wollen das Drehungsmoment berechnen, welches der Kreisstrom auf die Nadel in dieser Lage ausübt.

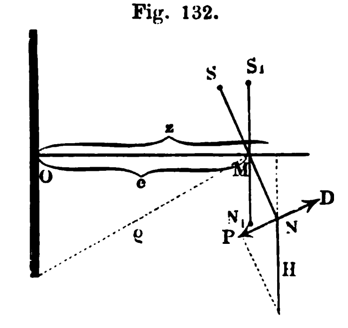


Fig. 132.

Die Coordinaten des in N gelegenen Theilchens μ sind

$$z = e + l\sin\alpha, \quad a = l\cos\alpha.$$

Dann ist

$$s^2 = a^2 + b^2 + z^2 = l^2 + e^2 + b^2 + 2el\sin\alpha.$$

Nennen wir ϱ den Abstand des Mittelpunktes M der Nadel vom Umfang des Kreisstromes, so ist $\varrho^2 = e^2 + b^2$. Setzen wir dann noch der Kürze halber

$$c = 2e\sin\alpha, \quad d = b\cos\alpha,$$

so wird

$$s^2 = \varrho^2 + l(l + c), \quad ab = ld.$$

Diese Werthe sind in die Formeln I. einzuführen [1]). Wir erhalten danach

[1]) Die Werthe $1/s^n$ erhält man nach der allgemeinen Formel:

II.

$$(X)=\frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha \sin\alpha}{\varrho^3}\frac{l^2}{\varrho^2}\left\{\frac{3}{2}-\frac{3.5}{2.2}\frac{lc}{\varrho^2}-\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right)\right\}$$

$$+\frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha}{\varrho^3}\frac{lc}{\varrho^2}\left\{\frac{3}{2}-\frac{3.5}{2.2}\frac{lc}{\varrho^2}-\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right)\right.$$

$$\left.+\frac{3.5.7}{2.2.4}\cdot\frac{l^3c}{\varrho^4}\left(2-\frac{3(c^2+3d^2)}{2\varrho^2}\right)\right\}$$

$$(Z)=\frac{2\pi i\mu b^2 \cos^2\alpha}{\varrho^3}\frac{l^2}{\varrho^2}\left\{\frac{3}{2}-\frac{3.5}{2.2}\frac{lc}{\varrho^2}-\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right)\right\}$$

$$+\frac{2\pi i\mu b^2}{\varrho^3}\left\{-1+\frac{3}{2}\frac{lc}{\varrho^2}+\frac{3}{2}\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{5(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right)\right.$$

$$-\frac{3.5}{2.2}\frac{l^3c}{\varrho^4}\left(1-\frac{7(c^2+6d^2)}{12\varrho^2}\right)-\frac{3.5}{2.2}\frac{l^4}{\varrho^4}\cdot\left(\frac{1}{2}-\frac{7(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right.$$

$$\left.\left.+\frac{21(c^4+12c^2d^2+6d^4)}{32\varrho^3}\right)\right\}.$$

Das durch diese Componenten ausgeübte Drehungsmoment erhält man, indem man ihre Projectionen auf das in der XZ-Ebene auf die Nadel NM gefällte Loth PND addirt und mit l multiplicirt. Dasselbe ist dann $D = l\,[(Z)\cos\alpha + (X)\sin\alpha]$. Setzen wir $e\sin\alpha = {}^1/_2 c$, so ergiebt sich

$$D=\frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3}\frac{l^2}{\varrho^2}\left\{-\frac{3}{2}+\frac{3.5}{2.2}\frac{l.c}{\varrho^2}+\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right)\right\}$$

$$+\frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3}\left\{1-\frac{9}{4}\frac{lc}{\varrho^4}-\frac{3}{2}\frac{l^2}{\varrho^2}\left(1-\frac{5(c^2+d^2)}{2\varrho^2}\right)\right.$$

$$+\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^3c}{\varrho^4}\left(\frac{3}{2}-\frac{35(c^2+3d^2)}{24\varrho^2}\right)+\frac{3.5}{2.2}\cdot\frac{l^4}{\varrho_4}\left(\frac{1}{2}-\frac{14(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right.$$

$$\left.\left.+\frac{63(c^4+6c^2d^2+2d^4)}{32\varrho^4}\right)\right\}.$$

Setzt man schliesslich für c und d die Werthe ein und vereint beide Glieder, so ist

$$D=\frac{2\pi i\mu b^2 l\cos\alpha}{\varrho^3}\left\{1-\frac{9\,le\sin\alpha}{2\varrho^2}-\frac{3l^2(4e^2-b^2)(1-5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4}\right.$$

$$+\frac{25\,l^3e\sin\alpha(4e^2-3b^2)(3-7\sin^2\alpha)}{16\varrho^6}$$

$$\left.+\frac{45l^4(8e^4-12e^2b^2+b^4)(1-14\sin^2\alpha+21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8}\right\}.$$

$$\frac{1}{\;}=\frac{1}{\varrho^n}\left\{1-\frac{n}{2}\frac{cl}{\varrho^2}-\frac{l^2}{\varrho^2}\frac{n}{2}\left(1-\frac{n+2}{4}\frac{c^2}{\varrho^2}\right)+\frac{l^3c}{\varrho^4}\cdot\frac{n(n+2)}{2.4}\left(2-\frac{n+4}{6}\frac{c^2}{\varrho^2}\right)\right.$$

$$\left.+\frac{l^4}{\varrho^4}\frac{n(n+2)}{2.4}\left(1-\frac{n+4}{2}\frac{c^2}{\varrho^2}+\frac{(n+4)(n+6)}{6.8}\frac{c^4}{\varrho^4}\right)\right\}.$$

Das dem Südpol der Nadel entsprechende Drehungsmoment erhält man in ganz gleicher Weise, wenn man in der Klammer $-l$ statt l setzt. Dann ist das auf beide Pole zugleich ausgeübte Doppelmoment

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3}\left\{1 - \frac{3 l^2 (4 e^2 - b^2)(1 - 5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4} + \frac{45 l^4 (8 e^4 - 12 e^2 b^2 + b^4)(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8}\right\}$$

oder kurz

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K.$$

Wirkt auf die Nadel noch die horizontale Componente H des Erdmagnetismus, so ist das durch sie auf den einen Pol N der Nadel ausgeübte Drehungsmoment zu erhalten, indem man den vom Erdmagnetismus auf das magnetische Theilchen μ ausgeübten Zug $H\mu$ auf die durch den Pol gezogene und auf der Nadel senkrechte Linie projicirt und die Projection NP mit l multiplicirt. Dasselbe ist also, da die Nadel um $\angle \alpha$ abgelenkt ist, $H\mu l \sin\alpha$, und das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Doppelmoment $2 H\mu l \sin\alpha$.

Soll die Nadel unter dem doppelten Einfluss des Kreisstromes und Erdmagnetismus in Ruhe sein, so müssen die durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, also

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K = 2 H\mu l \sin\alpha,$$

d. i.

$$H \operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} K.$$

Das zweite Glied des Ausdruckes K verschwindet, wenn man $4e^2 = b^2$ oder $e = \frac{1}{2} b$ setzt. Vernachlässigt man den Werth des dritten Gliedes, so wird

$$H \operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} \text{ oder } i = const. H \operatorname{tg}\alpha.$$

Die Tangenten der Ablenkungen der Nadel sind also der Intensität des Stromes direct proportional, wenn der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Ebene des Kreisstromes gleich der Hälfte seines Radius ist.

Der Fehler, welchen man bei dieser Annahme begeht, berechnet sich, wenn man den Werth $e = \frac{1}{2} b$ in das dritte Glied von K einführt, welches in der That nicht zugleich mit dem zweiten verschwindet. Dieses Glied wird:

$$\delta = -\frac{54}{125}\frac{l^4}{b^4}(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha).$$

Der Werth desselben ist abhängig vom Ablenkungswinkel α der Nadel und dem Verhältniss von l zu b. — Der Werth in der Klammer ist 1 für $\alpha = 0$, nimmt mit wachsendem α bis $\alpha = 16^1/_2{}^0$ ab, wird dann negativ und erreicht sein Minimum gleich $- ^4/_3$ bei $\alpha = 35^1/_4{}^0$, wächst darauf wieder, geht durch Null bei $\alpha = 50^0$, erreicht den Werth $- ^4/_3$ bei $\alpha = 56^0$, und wächst bis zu 8, wenn $\alpha = 90^0$ ist. So lange $\alpha < 56^0$ ist, wächst daher der absolute Werth von δ niemals über $3 l^4/5 b_4$.

Ist in diesem Fall die halbe Länge der Nadel gleich dem fünften Theil des Radius des Kreisstromes, also $l = {}^1/_5 b$, so wird $\delta < 0{,}001$; ist $l = {}^1/_6 b$, so wird $\delta < 0{,}0005$, so dass also hier das oben ausgesprochene Tangentengesetz innerhalb sehr weiter Grenzen fast völlig richtig ist [1]).

Wird auf der anderen Seite der Nadel in gleichem Abstande $- e = - {}^1/_2 b$ noch ein zweiter Drahtkreis von demselben Radius b wie der erste, und gleichfalls parallel der Ebene des Meridians aufgestellt, durch welchen der Strom in gleicher Richtung fliesst, wie durch den ersten, so verdoppelt sich das gesammte, auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment. Die zuletzt angegebenen Abweichungen von dem Tangentengesetz finden also in ganz ähnlicher Weise statt. Da indess jetzt die auf jeden einzelnen Pol der Nadel ausgeübte Kraft die gleiche ist, so erhält die ganze Nadel nicht mehr einen Antrieb, sich dem einen oder anderen Stromkreise zu nähern. 208

Die beiden Componenten der Wirkung der beiden Stromkreise in der auf ihren Ebenen senkrechten (Z) und ihnen parallelen Richtung (X) werden in diesem Fall

$$(X) = \frac{2304\, \pi\, i\, \mu}{625 \sqrt{5}\,.\, b} \frac{l^4}{b^4} (3 - 7 \sin^2\alpha) \sin\alpha \cos\alpha,$$

$$(Z) = \frac{32\, \pi\, i\, \mu}{5 \sqrt{5}\,.\, b} \left\{ -1 + \frac{l^4}{b^4} \frac{18\,(3 - 30 \sin^2\alpha + 35 \sin^4\alpha)}{125} \right\}.$$

Können wir die vierten Potenzen von l/b vernachlässigen, so wird

$$(X) = 0,$$

$$(Z) = - \frac{32\, \pi\, i\, \mu}{5 \sqrt{5}\,.\, b}.$$

Dann ist also die Kraft, welche auf die um den Abstand l von dem Drehungsmittelpunkt der Nadel entfernten Punkte derselben in jeder Lage wirkt, nur in der Richtung der Axe beider Kreisströme thätig und eben so gross, wie wenn ihre Pole in dem Drehungsmittelpunkt selbst lägen.

---

1) Vergl. auch **Trowbridge**, Sillim. J. [3] **9**, p. 383, 1875*. Eine andere Berechnung von **Oberbeck**, Grunert's Archiv **56**, p. 387, 1874*.

Geben wir den Werthen (X) und (Z) die Form

$$(X) = -\frac{32\pi i \mu}{5\sqrt{5}.b}\,\delta^1 \qquad (Z) = -\frac{32\pi i \mu}{5\sqrt{5}.b}\,(1 \pm \delta),$$

so ist für

α	0	19° 53′	40° 54′	59° 27′	67° 47′	90°
δ	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$0{,}494\,\frac{l^4}{b^4}$ (Maximum)	0	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	$-1{,}152\,\frac{l^4}{b^4}$

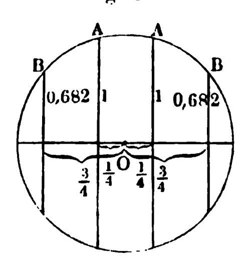
ferner für

α	0	20° 57′	40° 54′	66° 57′	0°
δ^1	0	$-0{,}405\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$-0{,}608\,\frac{l^4}{b^4}$	0

Der Werth δ^1 bleibt also jedenfalls unter $\pm 0{,}6\,l^4/b^4$, der Werth δ bi zu einem Ablenkungswinkel der Nadel von 68° unter $0{,}5\,l^4/b^4$. Ist $l =$ $^1/_4\,b$, so ist $l^4/b^4 = {}^1/_{256}$, und selbst bei einer Ablenkung von 90° würd der Werth δ nur etwa $^1/_{200}$ betragen. Der Werth (Z) würde sich als nur wenig ändern, der Werth (X) aber unter $^1/_{400}$ des Werthes von (Z) bleiben.

209 Ist die Länge der Nadel noch kleiner als $^1/_4\,b$, so ist der Maxim werth der X-Componente noch weniger verschieden von Null, un der Werth der Z-Componente weicht noch we ger von dem Werth $32\pi i\mu/5b\sqrt{5}$ ab. Denk wir uns also um den Mittelpunkt der Nad eine Kugel mit einem Radius von der Län $^1/_4\,b$ beschrieben, so kann man für alle in de selben liegenden Punkte innerhalb gewis Grenzen die X-Componente als verschwind und die Z-Componente als constant anseh Alle Theile sind dann nahezu gleichen mag tischen Kräften unterworfen, welche alle in d auf den Ebenen der Stromkreise senkrechten Richtung wirken.

Fig. 133.



Noch vollständiger erreicht man nach Neumann[1]) diesen Zwe

[1]) Neumann, vergl. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift, 2, p. 239, 18 Eine noch weitere Annäherung hat J. Schumann (Eine neue Tangent

durch Anwendung zweier parallel liegender Rollenpaare, AA und BB, Fig. 133, deren Windungen in einer um den Drehungsmittelpunkt O der Nadel beschriebenen Kugeloberfläche vom Radius b liegen, deren Ebenen sich in den Abständen $\frac{1}{4}\,b$ und $\frac{3}{4}\,b$ vom Mittelpunkt befinden, und welche die Windungszahlen 1 und 0,682 besitzen.

Wir fügen hier noch eine elementare Ableitung des §. 206 und §. 207 entwickelten Gesetzes bei, welche von Pierre[1]) gegeben worden ist, bei der die Nadel als sehr klein angenommen wird, und deshalb die der Ebene der Stromkreise parallele Componente des von dem Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes vernachlässigt werden kann. 210

Ist der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Kreisebene e, ihre Neigung gegen ihre Ruhelage im Meridian α, ihre Länge $2\,l$, so ist der Abstand ihrer Pole von der Kreisebene

$$x_1 = e + l \sin\alpha, \quad x_2 = e - l \sin\alpha.$$

Ist ferner i die Intensität des Stromes, k eine Constante, $2\,\mu\,l$ das magnetische Moment der Nadel, b der Radius des Drahtringes der Bussole, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so erhält man das auf die Nadel in der Richtung senkrecht zu der Ebene des Drahtkreises ausgeübte Drehungsmoment:

$$X = 2\,\pi\,k\,b^2\,\mu\,i\left(\frac{1}{(x_1^2 + b^2)^{3/2}} + \frac{1}{(x_2^2 + b^2)^{3/2}}\right)$$

und

$$i = \frac{H\,tg\,\alpha}{\pi\,k\,b^2}\left(\frac{(x_1^2 + b^2)^{3/2} \,.\, (x_2^2 + b^2)^{3/2}}{(x_1^2 + b^2)^{3/2} + (x_2^2 + b^2)^{3/2}}\right).$$

Setzt man die Werthe für x_1 und x_2 in diese Gleichung ein, entwickelt die einzelnen in Klammern geschlossenen Potenzen nach dem binomischen Satz bis zu den $\sin^2\alpha$ enthaltenden Gliedern, so erhält man zuletzt durch Ausführung der Multiplicationen

$$i = H\,tg\,\alpha\;\frac{(e^2 + b^2)^{3/2}}{2\,\pi\,k\,b^2}\left(1 + \frac{3}{2}\,(b^2 - 4\,e^2)\,\frac{l^2 \sin^2\alpha}{(e^2 + b^2)^2}\right).$$

Setzt man in dieser Formel den Abstand der Nadel von der Ebene des Stromkreises

$$e = \frac{b}{2}$$

gleich der Hälfte seines Radius, so ergiebt sich die von der Grösse von l unabhängige directe Proportionalität von i mit $H\,tg\,\alpha$[2]).

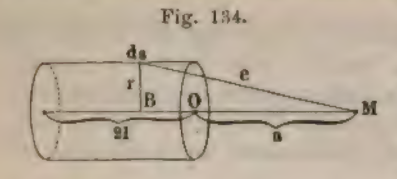
...ole, Osterprogramm des Altstädt. Gymnasiums Königsberg 1862*) erreicht, ...em er mehrere Drahtkreise mit verschiedenen Windungszahlen combinirt, ...denen der Strom in verschiedener Intensität verzweigt ist.

[1]) Pierre, Pogg. Ann. 94, p. 165, 1855*. — [2]) von Feilitzsch (Pogg. ..., Jubelband, p. 107, 1874*) hat die Wirkung eines Kreisstromes auf irgend

211 Wir berechnen ferner die Wirkung einer geraden und cylindrischen Drahtspirale auf ein in ihrer Axe befindliches magnetisches Theilchen M, Fig. 134 [1]).

Die Länge der Spirale sei $2l$, ihr Radius r, die Länge des auf die Spirale gewundenen Drahtes sei S, die überall gleiche Neigung der einzelnen Elemente desselben gegen die zu der Axe der Spirale normale Ebene gleich φ, der Abstand des magnetischen Theilchens von der ihm zunächst gelegenen Grundfläche O der Spirale gleich $MO = a$. Es sei die Verbindungslinie eines Elementes ds der Spirale mit M gleich e. Da die auf der Axe normale Componente des Elementes ds gleich $ds\cos\varphi$ ist, so ergiebt sich die Wirkung derselben in der Richtung der Axe, welche allein bei der Summation der Wirkungen sämmtlicher Elemente in Betracht kommt,

Fig. 134.



$$X = \frac{i\mu\, ds\, r\cos\varphi}{e^3},$$

wobei wir, wie in §. 204, die Constante, mit der dieser Werth zu multipliciren ist, gleich Eins setzen.

Fällt man ein Loth dsB vom Element ds auf die Axe der Spirale und bezeichnet die Länge des Drahtes derselben von der Grundfläche O bis zum Element ds mit s, so ist $BM = a + s\sin\varphi$, also $e^2 = r^2 + (a + s\sin\varphi)^2$. Führt man diesen Ausdruck in X ein und integrirt nach ds für die ganze Länge des Drahtes, so erhält man die Gesammtwirkung der Spirale

$$(X) = i\mu r\cos\varphi \int\limits_0^S \frac{ds}{\sqrt{r^2 + (a + s\sin\varphi)^2}^3}$$

$$= \frac{i\mu\cos\varphi}{r\sin\varphi}\left\{\frac{a + S.\sin\varphi}{\sqrt{r^2 + (a + S.\sin\varphi)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\}.$$

In diesem Ausdruck können wir $S\sin\varphi = 2l$ setzen. — Ist die Neigung der Spiralwindungen gegen die auf der Axe der Spirale senkrechte Ebene klein, so ist nahezu $\cos\varphi = 1$. Ist ferner die Zahl der Windungen n, so ist $S = 2r\pi n$, also in diesem Fall

---

ein im Raume liegendes magnetisches Molecül und die Rotationsflächen gleicher zur Kreisebene normaler Componenten theils durch Rechnung bestimmt, theils durch Versuche die Rechnungsresultate bestätigt, bei denen die Ablenkungen des Magnetes mittelst eines Spiegelmagnetometers durch einen vom Strom durchflossenen Drahtkreis gemessen wurden, welcher an einem vor dem Magnet in der Richtung des magnetischen Meridians aufgestellten und in verticaler Richtung verschiebbaren Brett befestigt war.

[1]) Hädenkamp, Pogg. Ann. 78, p. 59, 1849*.

$$(X) = \frac{i\mu\varkappa n}{l}\left\{\frac{a + 2l}{\sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

ieht man von M nach der Peripherie der beiden äussersten Win-
n der Spirale zwei Linien, welche mit ihrer Axe die Winkel ψ
1 bilden, so ist auch

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}(\cos\psi - \cos\psi_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

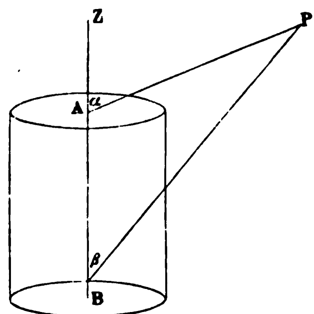
urch diese Kraft (X) wird das magnetische Theilchen je nach
Polarität und je nach der Richtung des Stromes in der Spirale in
e hineingezogen oder herausgestossen. Ist z. B. M ein Nordpol,
in der Spirale der Strom auf der dem Beschauer zugekehrten
on unten nach oben, so wird M angezogen [1]).

iegt das magnetische Theilchen im Mittelpunkt der Spirale, so ist 212
rkung derselben, wie sich durch Differentiation des obigen Aus-

---

[1]) ames Stuart (Phil. Mag. [4] 45, p. 219, 1873*) hat die Anziehung
agnetischen Elementes P (Fig. 135) durch eine Spirale berechnet, deren
$3 = 2f$, deren innerer und äusserer Durchmesser b und $b + c$ ist.

Fig. 135.



$AP = \alpha$, $ZBP = \beta$, so sind die Componenten der Anziehung in der
der Axe AB (Z) und senkrecht dagegen, in der Richtung der Radien
lungen der Spirale (Y), wenn der Magnetismus von P gleich Eins ge-
d:

$$\frac{+ c)^3 - b^3}{6\,p^2}\left\{-(\cos\beta - \cos\alpha) + (\cos^3\beta - \cos^3\alpha)\right\}$$

$$\frac{+ c)^5 - b^5}{80\,p^4}\left\{-9(\cos\beta - \cos\alpha) + 33(\cos^3\beta - \cos^3\alpha) - 39(\cos^5\beta - \cos^5\alpha) + 15(\cos^7\beta - \cos^7\alpha)\right\}$$

$$\frac{+ c)^7 - b^7}{896\,p^6}\left\{-75(\cos\beta - \cos\alpha) + 575(\cos^3\beta - \cos^3\alpha) - 1590(\cos^5\beta - \cos^5\alpha) + 2070(\cos^7\beta - \cos^7\alpha) - 1295(\cos^9\beta - \cos^9\alpha) + 315(\cos^{11}\beta - \cos^{11}\alpha)\right\}$$

druckes ergiebt, im Maximum. In diesem Fall ist $a = -l$. Ist
Diagonale der Spirale $2d$, so wird $d^2 = r^2 + l^2$, also

$$(X_m) = \frac{2 i \mu \pi n}{\sqrt{r^2 + l^2}} = \frac{2 i \mu \pi n}{d}.$$

Ist die Spirale sehr lang gegen ihren Durchmesser, so ist d nahe gleich ihrer Länge. Dann ist die Kraft, mit der ein Strom in Spirale auf ein in ihrer Mitte liegendes Theilchen wirkt, von ih Durchmesser nahezu unabhängig [1]).

Von der Mitte der Spirale nach den Enden nimmt die Kraft Man kann indess der Spirale eine solche Länge geben, dass bei e gewissen Verschiebung b des magnetischen Theiles nach ihren be

---

$$Y = \frac{(b + c)^3 - b^3}{6\, p^2} \left\{ + (\sin^3 \beta - \sin^3 \alpha) \right\}$$
$$+ \frac{(b + c)^5 - b^3}{80\, p^4} \left\{ - 12 (\sin^5 \beta - \sin^5 \alpha) + 15 (\sin^7 \beta - \sin^7 \alpha) \right\}$$
$$+ \frac{(b + c)^7 - b^7}{896\, p^6} \left\{ + 120 (\sin^7 \beta - \sin^7 \alpha) - 420 (\sin^9 \beta - \sin^9 \alpha) + 315 (\sin^{11} \beta - \sin^{11} \alpha) \right\}.$$

Beide Werthe Z und Y convergiren für alle Punkte, die weiter von Punkten der Axe entfernt sind, als $b + c$; so auch für Punkte auf der selbst, die von A oder B weiter entfernt sind, als $b + c$. Für andere Pu auf der Axe ist, wenn Z der Abstand des angezogenen Punktes von der der Spirale ist:

$$Z = \frac{(b + c)^3 - b^3}{6\,(z^2 - f^2)^2} \left[(z + f)^2 - (z - f)^2 \right]$$
$$+ 3\, \frac{(b + c)^5 - b^5}{40\,(z^2 - f^2)^4} \left[(z + f)^4 - (z - f)^4 \right]$$
$$- 5\, \frac{(b + c)^7 - b^7}{112\,(z^2 - f^2)^6} \left[(z + f)^6 - (z - f)^6 \right].$$

Diese Formel giebt die Werthe Z für Punkte auf der Axe, für die $b + c + f$ ist. Y ist für Punkte auf der Axe gleich Null.

[1]) Aus obigen Betrachtungen lassen sich einige Sätze für die Wirkung Spiralen auf Reihen von magnetischen Elementen (Eisenkerne) ableiten, so

1) Die Wirkung einer cylindrischen Magnetisirungsspirale auf einen c drischen conaxialen Eisenkern ist proportional der Stromstärke und der I renz der Summen der Diagonalen und der Summen der nicht parallelen S des Trapezes, dessen parallele Seiten die Axe des Eisenkernes und eine des Spiralencylinders bilden (**Haedenkamp**, Crelle's J. **44**, p. 83, 1852*); allgemeiner:

2) Die magnetisirende Wirkung einer Spirale auf einen Eisenkern ist pr tional dem Product der Stromstärke mit der Summe der Cosinus aller W welche die in der Ebene eines axialen Schnittes von einem Punkte jeder Wi zu den Endpunkten der Axe des Kernes gezogenen Graden mit derselben schliessen (**von Waltenhofen**, Wiener Ber. **67** [2] p. 417, 1873*; Pogg. Jubelband, p. 224, 1874*).

Doch dürfen diese Sätze nur bei der Magnetisirung solcher Kerne Anwendung finden, deren Theile nicht magnetisirende Wechselwirkungen einander ausüben. Im Allgemeinen werden die Formeln im Text für di rechnungen genügen.

Enden die Kraft sich nur um einen bestimmten kleinen Theil vermindert. Setzen wir nämlich in die Formel 2) für $\cos\psi$ und $\cos\psi_1$ die Werthe ein, so erhalten wir

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}\left\{\left(1 + \frac{r^2}{(l+b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{r^2}{(l-b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right\}.$$

Setzen wir $l = \sqrt{d^2 - r^2}$, $\varrho = r/d$, so können wir diesen Ausdruck in eine Reihe nach Potenzen von ϱ entwickeln. Ist r gegen l und d klein, so kann

$$\sqrt{1-\varrho^2} = 1 - \tfrac{1}{2}\varrho^2, \quad \frac{1}{\sqrt{1-\varrho^2}} = 1 + \tfrac{1}{2}\varrho^2$$

gesetzt werden, und es wird:

$$(X) = \frac{2i\mu\pi n}{d}\left(1 - \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2-b^2)^2}\varrho^2 b^2 + \cdots\right).$$

Soll nun die Wirkung (X) auf den um b von der Mitte der Axe der Spirale entfernten Punkt μ von der Wirkung $2i\mu\pi n/d$ in der Mitte selbst nur um einen aliquoten Theil m differiren, so muss

$$m = \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2-b^2)^2}\varrho^2 b^2$$

sein, oder

$$\frac{b^2}{d^2} = 1 + \frac{\varrho^2}{4m + 2\varrho^2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{16m}{\varrho^2} + 9}\right).$$

Hieraus ergiebt sich, dass wenn die Spirale etwa 40 mal so lang ist, als ihr Durchmesser, auf über $^7/_8$ ihrer Länge sich die Wirkung auf einen in ihrer Axe befindlichen Magnetpol nur um $^1/_{100}$ ändert, und auf über $^2/_3$ ihrer Länge nur um $^1/_{1000}$ [1]).

Man kann die Wirkung einer Spirale auch berechnen, indem man 213
ihre Windungen durch Magnetflächen ersetzt. Ist die Steigung der Windungen so klein, dass man deren Ebenen als normal zur Axe der Spirale ansehen kann, ist i die Stromintensität, f die von jeder Windung umkreiste Fläche, ε die Drahtdicke jeder Windung, n die Zahl der Windungen auf der Längeneinheit, also $\varepsilon = 1/n$, so muss das Moment des den Strom in jeder Windung ersetzenden Magnetes $m = if$ sein [2]).

Nehmen wir die Magnete von der Länge ε und dem Querschnitt f an, ist der freie Magnetismus an ihren Enden σ, so ist auch $m = \varepsilon\sigma f$. Ist der von der Spirale umschlossene Raum gleich $v = \varepsilon\Sigma f$, so ist das Gesammtmoment der Spirale $M = i\Sigma f = \varepsilon\sigma\Sigma f = \sigma v$ und das mittlere Moment der Volumeneinheit $\mu = M/v = i/\varepsilon = \sigma = ni$.

---

1) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. **3**, p. 546, 1852*. — 2) Stefan, Wien. Ber. **69** [2], p. 165, 1874*.

Sind die Spiralwindungen gleich gross, so bleiben nur an der Enden zwei resp. mit Nord- und Südmagmetismen von der Dichte ni belegte Flächen; sind sie nicht gleich (wie z. B. bei parallelen Windungen auf einer Kugel, einem Ellipsoid), so behält die, eine kleinere Fläche berührende grössere noch stets einen uncompensirten Streifen am Rande. Sämmtliche derartige Streifen bilden eine Schicht von freiem Magnetismus auf der Oberfläche des umwundenen Raumes [1]).

214 Liegt der betrachtete Punkt im Inneren der Spirale, so tritt zu der Wirkung der Oberflächenbelegung noch eine zweite hinzu, da sich hier der Punkt zwischen zwei die Spiralwindungen ersetzenden Magnetplatten befindet, welche ihm unendlich nahe sind, also als unendlich gross betrachtet werden können.

Ist die Dichtigkeit des Magnetismus auf denselben σ, so ergiebt sich die von ihnen aus auf den Punkt wirkende Kraft gleich 4π $= 4\pi ni$ (s. w. u.).

Um dann die Wirkung eines von parallelen Spiralwindungen umflossenen Raumes, der einen homogenen Magnet darstellt, zu berechnen, kann man ihn gleichförmig mit gleichen Quantitäten positiven und negativen Magnetismus $\pm \varrho$ erfüllt denken. Man verschiebt den negativ geladenen Raum um eine sehr kleine Strecke λ auf der magnetischen Axe und berechnet die Wirkung der so getrennten Magnetismen. Bei dieser Verschiebung beschreibt das Oberflächenelement ω ein Prisma, welches einen Magnet vom Moment $\varrho\lambda\omega\cos\vartheta$ darstellt, wo ϑ der Winkel zwischen λ und der Normale zu ω ist. Der positive und der negative Körper wirken zusammen wie ein homogener Magnet, dessen Moment in der Volumeneinheit $\mu = \varrho\lambda$ ist.

215 So ist die Wirkung einer mit parallelen Spiralwindungen umgebenen Kugel vom Radius a auf einen äusseren Punkt dargestellt durch die eines kleinen in ihrem Mittelpunkt gelegenen Magnetes vom Moment

$$M = \frac{4\pi a^3}{3}\,\varrho\lambda = \frac{4\pi a^3}{3}\,\mu = \frac{4\pi a^3}{3}\,ni \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Auf einen inneren Punkt wirken nur die Theile der beiden magnetischen Kugeln, für die er Oberflächenpunkt ist.

Ist der Anfangspunkt der Coordinaten im Centrum der positiven Kugel und sind die Coordinaten des betrachteten Punktes $x\,y\,z$, wobei x mit der magnetischen Axe zusammenfällt, so wirkt die positive Kugel auf ihn mit den Kräften

$$\varrho\,\frac{4\pi x^3}{3}\cdot\frac{1}{x^2} = \frac{4\pi\varrho}{3}\,x; \quad \frac{4\pi\varrho}{3}\,y; \quad \frac{4\pi\varrho}{3}\,z$$

---

[1]) C. Neumann, Crelle's J. **37**, p. 47, 1848*; vergl. auch Lipschitz, Crelles J. **69**, p. 109, 1868*; Riecke, Pogg. Ann. **145**, p. 218, 1872*.

und die negative mit den Kräften

$$-\frac{4\pi\varrho}{3}\left(x+\lambda\right); \quad -\frac{4\pi\varrho}{3}\,y; \quad -\frac{4\pi\varrho}{3}\,z.$$

Die Resultante aus diesen Kräften ist

$$-\frac{4\pi\varrho}{3}\,\lambda = -\frac{4\pi\mu}{3} = -\frac{M}{a^3} = -\frac{4\pi}{3}\,ni.$$

Zu derselben ist noch die Kraft $4\pi ni$ zu addiren, so dass die gesammte auf den inneren Punkt wirkende Kraft

$$-\frac{4\pi}{3}\,ni + 4\pi ni = \frac{8\pi}{3}\,ni$$

ist. Sie ist unabhängig von der Lage des Punktes im Inneren der Kugel.

Aehnliches ergiebt sich bei einem Rotationsellipsoid, wenn die magne- 216
tische Axe mit der Rotationsaxe zusammenfällt.

Die Gesammtkraft ist hier für einen inneren Punkt

$$4\pi ni\left(1-\frac{b^2}{a^2}\frac{1}{\varepsilon^3}\left[\frac{1}{2}\log\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}-\varepsilon\right]\right)$$

wo b und a die Halbaxen $\varepsilon^2 = (a^2-b^2)/a^2$ ist.

Die eine Kugel oder ein Ellipsoid senkrecht zu seiner Rotationsaxe umgebende Spirale stellt somit in demselben ein gleichartiges Magnetfeld dar [1]).

In vielen Fällen ist es sehr schwierig, die Dimensionen eines Leiters 217
direct auszumessen und darnach seine Einwirkung auf einen magnetischen Punkt, resp. das auf eine Magnetnadel ausgeübte Drehungsmoment zu berechnen.

Auf empirischem Wege kann dies nach einer Methode von Bosscha [2]) geschehen, wobei man das unbekannte Drehungsmoment d_1 des Leiters A_1 mit dem bekannten Drehungsmoment d eines Leiters A von einfachen Dimensionen, z. B. eines einfachen Drahtkreises vergleicht.

Man stellt die Leiter A und A_1 auf zwei diametral einander entgegengesetzten Seiten der Magnetnadel auf und verzweigt den Strom der Säule durch beide so, dass er sie neben einander durchfliesst, und durch die Einwirkung jedes der beiden Zweigströme W und W_1 die Nadel in entgegengesetzten Richtungen abgelenkt wird. Man fügt nun in den einen Zweig W_1 der Leitung, dessen Wirkung stärker ist, einen Rheostat ein, und stellt denselben so ein, dass die Nadel auf Null steht. Dann verhalten sich die Intensitäten in beiden Zweigen umgekehrt wie die Widerstände, und ebenso umgekehrt wie die von den Leitern aus-

[1]) Eine Berechnung der Wirkung von Spiralen mit variabler Windungszahl von der Mitte nach den Enden siehe Wallentin, Wien. Ann. 1, p. 452, 1877*. — [2]) Bosscha, Pogg. Ann. 93, p. 402, 1854*.

geübten Drehungsmomente. Sind also die Widerstände beider Zweige ϱ und ϱ_1, so verhält sich

$$d : d_1 = \varrho : \varrho_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \mathrm{I)}$$

In den Zweig W_1 schaltet man nun einen Draht l ein und dreht den Rheostat zurück, bis die Nadel wieder auf Null kommt. Man hat hierdurch den Widerstand l des Drahtes in Rheostatenwindungen bestimmt. Fügt man jetzt den Draht l in den Zweig W ein, so muss man den Rheostat um die Länge l_1 verändern, um die Nadel auf Null zu erhalten. Es verhält sich dann wiederum

$$d : d_1 = \varrho + l : \varrho_1 + l_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \mathrm{II)}$$

Also nach Gleichung I)

$$d : d_1 = l : l_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \mathrm{III)}$$

218 Maxwell[1]) hängt zu demselben Zwecke im Mittelpunkte einer Normalspirale von bekannten Dimensionen eine kleine Magnetnadel auf und ermittelt das Moment einer zu untersuchenden Spirale, indem er durch dieselbe und die Normalspirale einen Strom in entgegengesetzter Richtung leitet und die erstere Spirale der letzteren conaxial so lange verschiebt, bis die Nadel auf Null steht.

Ist das so gefundene Moment gleich g_1 für einen durch die Spirale fliessenden Strom Eins, so ist hierbei die Wirkung auf einen in der Mitte der Spirale liegenden Punkt gleich

$$G = 2\,\frac{g_1}{r^3} + 3\,\frac{g_2}{r^4} + 4\,\frac{g_3}{r^5} \cdots$$

wo $g_1, g_2, g_3 \ldots$ Constante sind.

Stellt man die Versuche bei verschiedenen Abständen der Spirale von der Magnetnadel und auf entgegengesetzten Seiten derselben an, so kann man $g_2, g_3 \ldots$ eliminiren.

219 F. Kohlrausch[2]) vergleicht ebenfalls das Drehungsmoment kreisförmiger Drahtspiralen mit dem eines einzelnen Drahtkreises, wodurch zugleich die für gewisse Untersuchungen (Bestimmung der absoluten Widerstandseinheit) erforderliche Ausmessung des von den Windungen der Spirale umschlossenen Flächenraumes ermöglicht wird. Man stellt die Spirale mit ihrer Axe in ostwestlicher Richtung auf und entweder (in erster Hauptlage I) in der Richtung östlich oder westlich von ihrem Mittelpunkte oder auch nördlich oder südlich von demselben (in zweiter Hauptlage II) in gleicher Horizontalebene mit ihm eine kleine Magnetnadel, welche in einem einfachen Drahtkreise schwebt, dessen Axe ebenfalls ostwestlich gerichtet ist. Statt der Nadel und des Drahtkreises verwendet man eine einfache Tangentenbussole.

---

[1]) Maxwell, Treatise, 1. edit. 2, p. 354, 1873, 2. edit. 2, p. 363, 1881*. — [2]) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 18, p. 513, 1883*.

Man leitet durch die Spirale und die Tangentenbussole einen Strom von der Intensität i, so dass er in beiden auf die Nadel in gleichem Sinne wirkt. Ist dann die Ablenkung der Nadel φ, der Magnetismus derselben M, der Halbmesser des Drahtkreises der Tangentenbussole R, der Flächenraum der Spirale F, der Abstand ihres Mittelpunktes von dem der Nadel a, so sind die durch den Strom in dem Drahtkreise der Bussole und in der Spirale in der ersten Hauptlage ausgeübten Drehungsmomente, falls die Dimensionen der Spirale gegen a zu vernachlässigen sind

$$iM \frac{2\pi}{R} \cos\varphi \quad \text{und} \quad 2iM \frac{F}{a^3} \cos\varphi.$$

Das Drehungsmoment durch den Erdmagnetismus und die Torsion des Fadens sei zusammen $- CM \sin\varphi$. — Wird der Strom in der Tangentenbussole allein gewendet, so sei die Ablenkung der Nadel φ_1. Dann ist also

$$\left(2\frac{F}{a^3} + \frac{2\pi}{R}\right) i = C tg\varphi \quad \text{und} \quad \left(2\frac{F}{a^3} - \frac{2\pi}{R}\right) i = C tg\varphi_1,$$

daher

$$F = \frac{a^3 \pi}{R} \cdot \frac{tg\varphi + tg\varphi_1}{tg\varphi - tg\varphi_1}.$$

Wird die Spirale gegen die Nadel in die zweite Hauptlage gebracht, so ist die rechte Seite der Gleichung noch mit 2 zu multipliciren.

Sind die Dimensionen der Spiralen gegen a nicht zu vernachlässigen, ist l die Länge der Spirale, r_0 ihr innerer, r_1 ihr äusserer Halbmesser, enthält die Spirale m Lagen von je n Windungen, so ist nach der Berechnung von F. Kohlrausch die von derselben auf einen im Abstande a von ihrer Mitte entfernten Punkt in ihrer Axe in der ersten Hauptlage ausgeübte Kraft K

$$K = 2\frac{Fi}{a^3}\left[1 + \frac{1}{a^2}\left(\frac{1}{2}l^2 - \frac{9}{10}\frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3}\right) + \frac{1}{a^4}\left(\frac{3}{16}l^4 - \frac{9}{8}l^2\frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{45}{56}\frac{r_1^7 - r_0^7}{r_1^3 - r_0^3}\right)\right].$$

Befindet sich an der Stelle des magnetischen Punktes eine kleine Magnetnadel von der Länge λ und dem Magnetismus M (am besten mit drehbarem Spiegel, um die Ablesungen von der Seite zu erleichtern) und bildet sie mit der Ebene der Windungen der Spirale den Winkel φ, so ist das auf sie ausgeübte Drehungsmoment

$$KM\left(l - \frac{1}{3}\frac{\lambda^2}{a^2}\right)\cos\varphi.$$

In der zweiten Hauptlage ist die ausgeübte Kraft

$$K = \frac{Fi}{a^3}\left[1 + \frac{1}{a^2}\left(-\frac{3}{8}l^2 + \frac{27}{40}\frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3}\right) + \frac{1}{a^4}\left(\frac{15}{128}l^4 - \frac{45}{64}l^2\frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{225}{448}\frac{r_1^7 - r_0^7}{r_1^3 - r_0^3}\right)\right]$$

$n_1 - n_2 = x$, $n_1' - n_2' = x'$, A der Abstand der Scala vom Spi
so ergiebt sich

$$\varphi = \frac{1}{2} \, arc\,tg \frac{x}{2A}; \qquad \varphi_1 = \frac{1}{2} \, arc\,tg \frac{x'}{2A}$$

und wenn man in Reihen entwickelt und $^1/_{128}\, x^4/A$ gegen Eins
nachlässigt

$$p = \frac{tg\,\varphi + tg\,\varphi_1}{tg\,\varphi - tg\,\varphi_1} = \frac{x + x'}{x - x'}\left(1 + {}^1/_8 \frac{x\,x'}{A^2}\right),$$

wobei das Vorzeichen von $x\,x'$ in Betracht zu ziehen ist.

Ergiebt sich der Werth p bei Aufstellung der Tangentenbussole
entgegengesetzten Seiten sehr ungleich, gleich p_1 und p_2, da die Abst
nicht gleich, sondern $a \pm \alpha$ sind, und ist der dem Abstande a ent-
chende Werth gleich p_0, so ist

$$p_0\, a^3 = p_1 (a + \alpha)^3 = p_2 (a - \alpha)^3,$$

also

$$p_0 = \frac{p_1 + p_2}{2}\left[1 - \frac{2}{3}\left(\frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}\right)^2\right].$$

Beobachtet man nach einander bei dem Abstande a in erster
zweiter Hauptlage, so ist das erste Correctionsglied von δ in der zw
Hauptlage entgegengesetzt und nur $^3/_4$ von dem in der ersten Hauptl
Werden also in der zweiten Hauptlage bei dem Abstande a_2, in der er
Hauptlage bei dem Abstande $a_1 = 1{,}155\, a_2$ Beobachtungen anges
so kann man das Mittel aus denselben nehmen, um dadurch das
rectionsglied zu eliminiren. Sind T_1 und T_2 die Verhältnisse der We
$(tg\,\varphi + tg\,\varphi_1)/(tg\,\varphi - tg\,\varphi_1)$ in beiden Fällen, so wird:

$$F\left[1 + \frac{19}{(2\,a_1)^2}\left(\frac{1}{6}\, l^4 - l^2 P + \frac{5}{7} P'\right)\right]$$
$$= \frac{\pi}{R}\left(1 + \varepsilon + \frac{\zeta_1 + \zeta_2}{2}\right)\left(\frac{1}{2}\, a_1^3\, T_1 + a_2^3\, T_2\right).$$

220 Auch Himstedt[1]) hat eine derartige Methode angegeben, we
sich zur Vergleichung der Flächen zweier nicht sehr verschiedener
nicht zu schwerer Spiralen eignet, da dieselben bifilar aufzuhängen
und bei der nur Winkelmessungen nöthig sind und das homogene m
netische Feld des Erdmagnetismus verwendet wird. Es sei F die V
dungsfläche einer bifilar mit ihrer Axe senkrecht zum Meridian
gehängten Spirale, I die Intensität des hindurchgeleiteten Stromes, H
horizontale Componente des Erdmagnetismus, D die Directionskraft
Bifilaraufhängung, Φ die Ablenkung, so ist

$$I\,F\,H \cos\Phi = D \sin\Phi.$$

---

[1]) Himstedt, Wied. Ann. 18, p. 433, 1883*.

Wird ein einfacher Drahtkreis ebenso behandelt und sind die entsprechenden Werthe i, f, φ, d, so ist auch

$$i f H \cos\varphi = d \sin\varphi,$$

also

$$\frac{F}{f} = \frac{i}{I} \frac{D \, tg \, \Phi}{d \, tg \, \varphi}.$$

i/I ergiebt sich durch Einschaltung eines Galvanometers in den Stromkreis. D/d wird entweder direct bestimmt, oder indem man das ewicht der Spirale dem des Drahtkreises gleich macht und sie abwechlnd an den beiden Bifilarapparaten aufhängt und den Strom hindurchitet, oder indem man hierbei beide Drahtringe nach einander an dielbe Suspension hängt, wobei $d = D$ ist. Auch kann man den Drahtkreis id die Spirale zugleich an dieselben Aufhängedrähte hängen und den rom abwechselnd in gleicher und entgegengesetzter Richtung durch ide leiten, wodurch wiederum die Directionskraft des Systems elimit werden kann. Sind die Ablenkungswinkel φ und φ', die Stromensitäten I und I', so wird $(F + f)/(F - f) = I' \, tg \, \varphi / I \, tg \, \varphi'$.

Zweites Capitel.

Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

---

1. Absolutes Maass des Magnetismus[1]).

221 Die Intensität eines galvanischen Stromes kann auf verschiedene Weise bestimmt werden. Wir haben schon Thl. I, §. 339 bis 340 ein elektrostatisches und ein elektrochemisches Maass derselben angeführt und in der Elektrochemie (Thl. II, §. 554) die Messung der Intensität vermittelst des Voltameters erwähnt. Ebenso könnten wir aus der Wärmemenge, die in einem in den Stromkreis eingefügten Platindraht entwickelt wird, auf die Intensität des Stromes schliessen. Bei diesen Methoden erhält man indess nur den mittleren Werth der Intensität während eines längeren Zeitraumes. Viel zweckmässiger ist es, die Intensität der galvanischen Ströme durch ihr elektrodynamisches Verhalten oder aus ihrer Einwirkung auf eine durch den Erdmagnetismus gerichtete Magnetnadel zu bestimmen und auf diese Weise mit magnetischen Kräften zu vergleichen, wie wir auch schon Thl. I, §. 341 und 342 ein solches elektromagnetisches Masssystem der Stromconstanten vorläufig mitgetheilt haben.

Um die unter verschiedenen Bedingungen angestellten Messungen unter einander vergleichen zu können, müssen wir zuerst ein gemeinsames **absolutes Maass des Magnetismus** herstellen.

---

[1]) Gauss, Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. Comment. soc. reg. Gotting. recent. 8, 1832*; Pogg. Ann. 28, p. 241; 591, 1833*. Wir beschränken uns, dem Plan dieses Werkes gemäss, nur das Wichtigste über die Messung des Magnetismus in absolutem Maasse anzuführen.

Befinden sich in zwei Molecülen die Magnetismen m und m_1, ist ihre Entfernung von einander $= r$, so ist ihre Wirkung auf einander:

$$A = \pm \frac{m\,m_1}{r^2},$$

wo das positive Zeichen zu wählen ist, wenn die magnetischen Massen gleichartig sind, also eine Abstossung zwischen ihnen stattfindet, welche ihre Entfernung zu vergrössern strebt.

In obiger Formel betrachten wir als *Einheit des Magnetismus diejenige Menge desselben, welche auf eine gleich grosse Menge des gleichen Magnetismus in der Einheit der Entfernung eine abstossende Kraft ausübt, welche gleich der Wirkung der beschleunigenden Kraft Eins auf die Masse Eins ist.*

Gauss und *Weber* nehmen als Einheit der Zeit die Secunde, als Einheit der Länge das Millimeter, als Einheit der Masse die Masse eines Milligramms. — Neuerdings hat man, wie schon Thl. I, §. 341 bemerkt ist, das sogenannte C. G. S. System angenommen, worin neben der Secunde als Längen- und Masseneinheit das Centimeter und die Masse eines Gramms gewählt ist.

Wir haben §. 94 und 95 die ältere Ansicht mitgetheilt, nach der 222
jedes Theilchen eines magnetischen Körpers gleich viel entgegengesetzte magnetische Massen $\pm\,\mu$ enthält, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers mit einander verbunden, im magnetischen Zustande in einer bestimmten Richtung von einander geschieden sind. Als ein Maass für die Grösse dieser Scheidung dient das *magnetische Moment* des Theilchens, d. i. das Product der in ihm getrennten magnetischen Massen μ mit dem Abstand, um den sie von einander entfernt worden sind. Wir sind nicht im Stande, diese beiden Grössen direct und getrennt von einander zu bestimmen. In der That, lassen wir das magnetische Theilchen ab, in welchem die magnetischen Massen $\pm\,\mu$ um die Länge ϱ von einander geschieden sind, auf ein in der Richtung seiner Axe liegendes nord- oder südmagnetisches Element m wirken, dessen Abstand r von der Mitte von ab gegen die sehr kleine Länge ϱ sehr bedeutend ist, so ist wegen der Kleinheit von ϱ die Wirkung von ab auf m gleich

$$\frac{m\,\mu}{(r + {}^1\!/_2\,\varrho)^2} - \frac{m\,\mu}{(r - {}^1\!/_2\,\varrho)^2} = -\frac{2\,m\,\mu\,\varrho}{r^3}.$$

Die Wirkung ist hier also nur von dem Product $2\,\mu\,\varrho$ abhängig. Liegt Element m nicht in der Axe von ab, sondern bildet die Verbinlinie r mit der Axe einen Winkel α, so können wir das Theilin zwei Componenten zerlegen, von denen die eine das Moment $\cos\alpha$ hat und mit der Verbindungslinie zusammenfällt, die zweite Ioment $2\,\mu\,\varrho \sin\alpha$ hat, auf letzterer senkrecht steht und keine Wir-

kung auf μ ausübt, da ihre Länge gegen r verschwindet. Dann ist also wieder die Wirkung nur von dem Moment des Theilchens $2\mu\varrho$ abhängig. — Wollen wir in dem magnetischen Körper schon fertige Molecularmagnete annehmen, die durch die Magnetisirung gerichtet werden, so wirkt auch ein solches Molecül, dessen Länge ϱ, dessen schon geschiedene Fluida $\pm\mu$ sind, auf ein im Abstande r liegendes magnetisches Theilchen m mit der Kraft $2\mu m\varrho \cos\varepsilon / r^3$, wo ε der Winkel zwischen r und der Axe des Theilchens ist. Die Annahme von Molecularströmen an Stelle der Molecularmagnete giebt nach §. 141 u. flgde. dieselben Resultate.

Bleiben wir indess bei der Annahme der beiden magnetischen Fluida stehen, so ist, wenn wir die auf ein ausserhalb des Körpers liegendes Theilchen entgegengesetzt wirkenden magnetischen Fluida desselben als positiv und negativ bezeichnen, die Gesammtsumme aller Fluida im Körper gleich Null, da er gleiche Quantitäten derselben enthält. Ist daher das magnetische Fluidum eines Molecüls des Körpers gleich dm, so ist für den ganzen Körper:

$$\int dm = 0.$$

223 Hat ein Molecül die Coordinaten x, y, z, so sind die magnetischen Momente des Körpers in Bezug auf die drei Axen der x, y und z:

$$X = \int x\,dm, \quad Y = \int y\,dm, \quad Z = \int z\,dm,$$

wo die Integrationen über den ganzen Körper ausgedehnt sind. Wird der Anfangspunkt der Coordinaten auf der einen Axe, z. B. auf der X-Axe um eine Länge c verschoben, so werden jetzt die Coordinaten des Elementes $\xi = x + c$, y und z, also das magnetische Moment nach der X-Axe:

$$X_0 = \int \xi\,dm = \int (x + c)\,dm = \int x\,dm + c\int dm.$$

Da $\int dm = 0$ ist, ist auch

$$X_0 = \int x\,dm = X.$$

Das magnetische Moment ist also nur von der Richtung abhängig, nicht aber von der Lage des Coordinatenanfangspunktes. Man kann demnach die Axen sich selbst parallel verschieben, ohne das magnetische Moment in Bezug auf sie zu ändern.

Legt man durch den Anfangspunkt der Coordinaten eine vierte Axe ON, welche mit den ersten Axen die Winkel α, β, γ bildet, so ist der Abstand e der Projection N des Punktes x, y, z auf diese Axe vom Coordinatenanfangspunkt:

$$ON = e = x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma,$$

also das magnetische Moment des Körpers in der Richtung dieser Axe

$$N = \int x \cos\alpha\, dm + \int y \cos\beta\, dm + \int z \cos\gamma\, dm$$
$$= X \cos\alpha + Y \cos\beta + Z \cos\gamma.$$

Setzt man $X^2 + Y^2 + Z^2 = M^2$, und $X = M \cos a$, $Y = M \cos b$, $= M \cos c$, so ist

$$N = M (\cos a \cos\alpha + \cos b \cos\beta + \cos c \cos\gamma).$$

Wird durch den Anfangspunkt der Coordinaten noch eine fünfte OL gelegt, welche mit der Axe ON den Winkel ω, mit den ersten der x, y und z die Winkel a, b, c macht, so ist

$$\cos\omega = \cos a \cos\alpha + \cos b \cos\beta + \cos c \cos\gamma,$$

$$N = M \cos\omega.$$

Fällt die vierte Axe mit der fünften zusammen, so ist $\cos\omega = 1$ aximum, und ebenso das magnetische Moment N im Maximum,

$$N = M.$$

Die so gelegene Axe $OL = ON$, für welche das magneti- Moment ein Maximum ist, heisst die magnetische Axe Hauptaxe des Körpers.

Da sich das magnetische Moment nur nach der Richtung der Axen rt, so ist auch nur die Richtung der magnetischen Axe hierdurch mmt, und unendlich viele parallele Linien können dafür genommen n.

Steht die Axe ON senkrecht auf der magnetischen Axe, ist $\cos\omega = 0$,

$$N = 0.$$

gnetische Moment eines magnetischen Körpers in Bezug auf eine, seine magnetische Axe senkrechte Axe ist also gleich Null; in auf eine Axe, die mit derselben einen spitzen Winkel macht, in Bezug auf eine Axe, die mit ihr einen stumpfen Winkel bil- tiv.

das magnetische Moment M eines Körpers in Bezug auf seine zu bestimmen, lassen wir den Erdmagnetismus auf ihn wir- er die in allen Theilen des Körpers enthaltenen magnetischen gleicher Richtung anzieht oder abstösst, und zwar mit einer dem Product der erdmagnetischen Kraft mit der Quantität tischen Fluidums entspricht. 224

gemeinen bedient man sich hierbei der horizontalen Compo- r erdmagnetischen Kraft allein und sucht zwei Relationen und H zu bestimmen, einmal das Product MH und dann ten M/H. Aus beiden Werthen berechnet sich dann M und

Wir wollen zunächst die Principien angeben, nach denen die Bestimmung der Werthe MH und M/H erfolgen kann.

225 1. *Bestimmung des Productes* MH. Werden die Punkte eines Körpers, deren Coordinaten x, y, z sind, von aussen durch gleiche und parallele Kräfte P beeinflusst, so gelten für denselben folgende Gleichgewichtsbedingungen:

1. $\Sigma P = 0.$
2. $\Sigma Px = 0,\ \Sigma Py = 0,\ \Sigma Pz = 0.$

Wird ein magnetischer Körper, dessen einzelne Theilchen den Magnetismus dm besitzen, an allen Stellen von aussen durch gleiche und parallele magnetische Kräfte P sollicitirt, so ist die jedes Element bewegende Kraft $P\,dm$. Dann ist die erste Bedingung erfüllt, da

$$\int P\,dm = P\int dm = 0$$

ist.

Fällt ferner die magnetische Axe des Körpers mit der Z-Axe zusammen, so ist in Betreff der zweiten Bedingung zuerst

$$\Sigma Px\,dm = P\Sigma x\,dm = 0,$$
$$\Sigma Py\,dm = P\Sigma y\,dm = 0;$$

da die X- und Y-Axe auf der magnetischen (Z) Axe senkrecht stehen.

Denkt man sich ferner auf der magnetischen (Z) Axe zwei Punkte p und q im Abstande z und $z + r$ von dem Anfangspunkt der Coordinaten, an welchen die Kräfte $\pm F$ thätig sind, die in entgegengesetzter Richtung wie die Kräfte $P\,dm$ wirken, so muss, um das Gleichgewicht herzustellen, da $\Sigma Pz\,dm = P\Sigma z\,dm = PM$, wo M das Moment des Körpers in Bezug auf die Hauptaxe ist:

$$PM = \mp F(r + z) \pm Fz, \text{ d. i. } PM \pm Fr = 0$$

sein.

Da diese Bedingung kein z enthält, ist es gleichgültig, an welchen um r von einander entfernten Punkten der magnetischen Axe die Kräfte $\pm F$ wirken; nur wird ihre Grösse bestimmt durch die Gleichung

$$F = \mp \frac{PM}{r}.$$

Die auf die einzelnen Theile einer magnetischen Masse von aussen wirkenden, gleich starken und parallelen beschleunigenden magnetischen Kräfte P lassen sich also durch zwei, ihnen parallele Kräfte ersetzen, welche an zwei Punkten der magnetischen Axe thätig sind. Wir bezeichnen diese Punkte mit dem Namen der Pole.

Denkt man sich, dass der eine der beiden Punkte p und q, z. B. p, mit dem Schwerpunkt des Körpers zusammenfalle und fest sei, so schwingt der aus der Ruhelage gebrachte magnetische Körper, vorausgesetzt

zt, dass nur die magnetischen Kräfte auf ihn wirken, unter ihrem uss, wie wenn er am Punkt p frei aufgehängt wäre, und auf den t q die Schwerkraft mit der Kraft PM/r wirkte.

Nehmen wir an, der magnetische Körper sei in seinem Schwerpunkt 226
festigt, dass er sich nur um eine verticale Axe drehen kann, so auf seine Theilchen nur die horizontale Componente der erdmagchen Kraft H. Dann ist der Körper im Gleichgewicht, wenn seine etische Axe mit der Richtung des erdmagnetischen Meridians zuenfällt. Der Werth P in unseren Formeln ist gleich H. Wird örper aus dieser Lage gedreht, so schwingt er um dieselbe, wie die Schwerkraft in der Richtung des magnetischen Meridians auf nm r von der Drehungsaxe entfernten Punkt mit der Kraft HM/r e.

st das Trägheitsmoment des magnetischen Körpers in Bezug auf rehungsaxe $= k$, so ist die Zeitdauer T einer Schwingung desı

$$T = \pi \sqrt{\frac{k}{HM}}$$

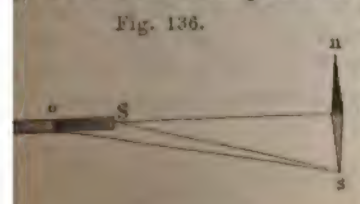
$$HM = \frac{\pi^2 k}{T^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Bestimmung des Quotienten M/H. Hierzu legt man den 227
tstab NS, für welchen man das Product seines magnetischen Mo- M mit der horizontalen Componente des Erdmagnetismus H bet hat, in dieselbe Horizontalebene mit einer kleinen, horizontal ängten Magnetnadel, und zwar mit seiner Axe senkrecht gegen agnetischen Meridian, so dass entweder die Verlängerung der Axe tabes die magnetische Axe der Nadel halbirt, also durch ihre ngsaxe geht oder die Verlängerung der Axe der Nadel die Länge abes halbirt.

Vir wollen annehmen, die Nadel ns sei so weit vom Stabe entdass wir die von den einzelnen Stellen desselben ausgehenden ngen als parallel ansehen und die Resultanten derselben in seinen concentrirt denken können.

Schneidet die Verlängerung der Axe des Stabes NS, dessen Polar- 228
d $2a$ ist, den Mittelpunkt der Nadel ns, Fig. 136 (erste Hauptlage), und ist der Abstand des Mittelpunktes o des Stabes NS von dem Mittelpunkt der Nadel gleich r, so können wir, wenn die Nadel ns gegen die Entfernung os klein ist, den Abstand $Ss = r - a$ und $Ns = r + a$ setzen und annehmen,

Fig. 136.



dass die von den Polen S und N auf Pol s ausgeübten Abstossungs- und Anziehungswirkungen auf der magnetischen Axe ns der Nadel senkrecht stehen. Diese Wirkungen sind aber, wenn $\pm m$ und $\pm \mu$ die Mengen der in den Polen des Stabes und der Nadel concentrirt gedachten magnetischen Fluida sind:

$$\frac{m\mu}{(r+a)^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{(r-a)^2},$$

also ihre Summe

$$F = -\frac{4ra}{(r^2-a^2)^2}\,m\mu = -\frac{2r}{(r^2-a^2)^2}\,M\mu,$$

wo $M = 2am$ das Moment des Stabes ist.

Bei Entwickelung des Nenners in eine Reihe und Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a/r enthaltenden Glieder wird die Summe

$$F = -\frac{2M\mu}{r^3}\left(1 + 2\frac{a^2}{r^2}\right),$$

oder, wenn die Länge von a gegen den Abstand r zu vernachlässigen ist:

$$F = -\frac{2M\mu}{r^3}.$$

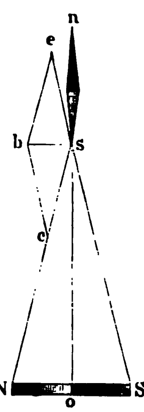
Das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment ergiebt sich gleich

$$\frac{2MM_1}{r^3},$$

wo $M_1 = 2\alpha\mu$ das Moment der Nadel, 2α ihre Länge ist.

2. Die Verlängerung der Axe der Nadel ns halbirt die Axe des Magnetstabes NS, Fig. 137 (zweite Hauptlage).

Fig. 137.



Die Anziehungs- und Abstossungswirkung der Pole N und S des Stabes auf den Pol s der Nadel wird durch die gleich grossen in der Richtung von Ss und Ns liegenden Linien sc und se dargestellt, und die Resultante beider Wirkungen bs steht auf der Axe der Nadel ns senkrecht.

Da nun Dreieck $ebs \sim sNS$, so verhält sich $bs:es = NS:Ns$.

Es sei die Resultante $bs = f$. Ist die Länge von $NS = 2a$, und können wir für den Abstand sN den directen Abstand $so = r$ des Poles s der Nadel von der Mitte von NS setzen, wenn, wie wir angenommen, die Länge $2a$ gegen den Abstand r klein ist, so folgt

$$es = \frac{m\mu}{r^2}, \quad \text{also} \quad f = \frac{2am\mu}{r^3} = \frac{M\mu}{r^3}.$$

Ist die Nadel ns gegen r klein, so können wir ihre Pole n und s in ihren Mittelpunkt verlegt denken, und es ergiebt sich die auf den Pol n wirkende Kraft ebenso gross wie f und nur der Richtung nach entgegengesetzt.

Bezeichnen wir die halbe Länge der Nadel ns mit α, so ist $2\alpha\mu = M_1$ das magnetische Moment derselben und $2\alpha f = d$ das Drehungsmoment, welches der Stab NS auf dieselbe ausübt; dann ist

$$d = \frac{M M_1}{r^3}.$$

Das Drehungsmoment d_1, welches der Stab auf die Nadel in der Entfernung 1 ausübt, ist demnach

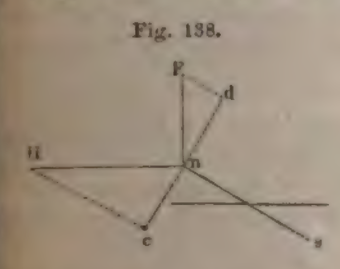
$$d_1 = M M_1.$$

Diesen Werth nennt man das auf die Einheit der Entfernung reducirte Drehungsmoment.

In beiden Fällen 1 und 2 ist also unter Vernachlässigung der gegen den Abstand r kleinen Grössen die gegen die Axe der Nadel senkrechte Resultante der Wirkungen des Magnetstabes der dritten Potenz des Abstandes ihres Mittelpunktes von dem Mittelpunkt des Stabes proportional [1]).

Ist die Nadel vor dem einen Pol des Stabes NS aufgehängt, so ist das Drehungsmoment doppelt so gross, wie wenn der Stab vor dem einen Pol der Nadel sich befindet. — Durch den Einfluss dieses Drehungsmomentes werde im letzteren Falle die Nadel aus dem magnetischen Meridian um den Winkel φ abgelenkt. Der eine und andere Pol nähert oder entfernt sich hierdurch ein wenig von dem ablenkenden Magnetstab. Wir wollen diese Aenderung der Entfernung r vernachlässigen, ebenso wie die dadurch bewirkte Veränderung der Richtung der Resultante. Soll dieselbe unter dem gemeinschaftlichen Zuge der horizontalen Componente des Erdmagnetismus H (nH in Figur 138) und der Kraft f (nF in der Figur) im Gleichgewicht sein, so müssen die beiden auf der Axe der Nadel senkrechten Componenten dieser Kräfte nc und nd gleich sein. Es ist $nc = nH \sin\varphi$ und $nd = nF\cos\varphi$; ferner ist die Wirkung der horizontalen Componente H des Erdmagnetismus auf die Nadel nH gleich μH, und so ergiebt sich

Fig. 138.



$$\mu H \sin\varphi = \frac{M\mu}{r^3}\cos\varphi;\ \text{d. i. } r^3 tg\,\varphi = \frac{M}{H}.$$

[1]) Dieselben Resultate ergeben sich auch aus §. 143 und dem §. 144 ausgeführten Gauss'schen Satze.

Würden wir den Winkel φ_1 bei der ersten Lage des Magnetstabes bestimmen, so muss sich $r^3 tg\, \varphi_1$ gerade doppelt so gross ergeben, da in diesem Falle

$$\frac{r^3 tg\, \varphi_1}{2} = \frac{M}{H} \text{ ist.}$$

229 Aus den beiden Formeln

$$HM = \frac{\pi^2 k}{t^2}; \quad \frac{M}{H} = r^3 tg\, \varphi = \frac{r^3 tg\, \varphi_1}{2}$$

ergiebt sich:

$$H = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{k}{r^3 tg\, \varphi}} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{2k}{r^3 tg\, \varphi_1}}$$

$$M = \frac{\pi}{t}\sqrt{k\, r^3 tg\, \varphi} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{k\, r^3 tg\, \varphi_1}{2}}.$$

Der Werth für M/H ist hier berechnet, indem angenommen wurde, dass der Abstand der Pole des Magnetstabes NS gegen seine Entfernung von der Magnetnadel vernachlässigt werden könne. Ist dies nicht der Fall, so erhält man nach den beiden erwähnten Methoden für M/H Ausdrücke von der Form:

$$tg\, \varphi = \frac{M}{H}\left(\frac{x}{r^3} + \frac{y}{r^5} + \cdots\right)$$

wo x und y Constante sind. Diese Reihe kann nur ungerade Potenzen von r enthalten, da die Ablenkung φ beim Umlegen des Stabes NS auf die entgegengesetzte Seite der Nadel ns bei gleicher Entfernung $(-r)$ von derselben die gleiche, aber entgegengesetzte $(-\varphi)$ werden muss.

Stellt man die Versuche bei mehreren Abständen r an, so kann man die Coëfficienten x und y eliminiren und so wiederum den Werth M/H bestimmen.

230 Nach der §. 221 gegebenen Definition stellt die Wechselwirkung zweier Magnetismen $m m_1 / r^2$ eine bewegende Kraft dar, d. h. das Product einer Masse mit einer Beschleunigung. Bezeichnen wir also die einfachen Dimensionen der Zeit, Masse und Länge mit T, M, L, so ist die

$$\text{Dim. } m m_1 / r^2 = \mathrm{L\,M\,T^{-2}},$$

daher

$$\text{Dim. } m = \mathrm{L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}}.$$

Aus den Formeln des §. 229 folgt ferner

$$\text{Dim. } H = \frac{1}{\mathrm{T}}\sqrt{\frac{\mathrm{L^2 M}}{\mathrm{L^3}}} = \mathrm{L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}},$$

$$\text{Dim. } M = \frac{1}{\mathrm{T}}\sqrt{\mathrm{L^5 M}} = \mathrm{L^{5/2} M^{1/2} T^{-1}},$$

was sich auch unmittelbar ergiebt, da $M = m.l$ ist, wenn l die Länge des Magnets ist. Sind bei der Bestimmung der Länge und Masse λ, resp. μ mal so grosse Einheiten verwendet, so ergiebt sich in dem neuen Maasssystem $L_1 = L/\lambda$, $M_1 = M/\mu$, also die in diesem System gemessenen Werthe H und M, die horizontale Componente des Erdmagnetismus und des Momentes

$$H_1 = H\sqrt{\frac{\lambda}{\mu}}; \qquad M_1 = M\sqrt{\frac{1}{\lambda^5\mu}}.$$

Um daher z. B. die in englischen Gewichts- und Maasseinheiten (1 Grain = 64,799 mg, 1 Fuss = 304,7945 mm) erhaltenen Werthe von H im Mm-Mg-Sec-Systeme ausdrücken, muss man H mit $\sqrt{64{,}799/304{,}7945} = 0{,}46108$ multipliciren. Für die Reduction der in russischen Einheiten (1 Pfund = 409512 mg, 1 Zoll = 25,3995 mm) erhaltenen Werthe ergiebt sich der betreffende Factor gleich $\sqrt{409512/25{,}3995} = 126{,}98$.

Für das (C.-G.-S.-) System ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus 10 mal, das Moment 10000 mal kleiner als für das Millimeter-, Milligramm-, Secundensystem.

Experimentelle Bestimmung der Werthe MH und M/H.

Zur Ausführung der Beobachtungen, welche zur Bestimmung der Werthe MH und M/H erforderlich sind, bedarf man zweier Apparate; einmal eines Apparates, mit welchem man die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment eines Magnetstabes bestimmt, und sodann einer Bussole, deren Nadel bei den verschiedenen Stellungen des Magnetstabes abgelenkt wird[1]). 231

Den zu ersteren Zwecken dienenden Apparat bezeichnet man mit dem Namen **Magnetometer**.

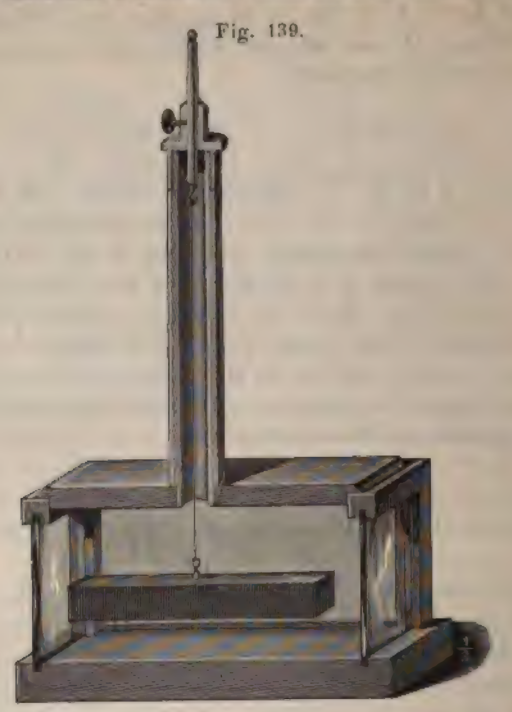
Eine kleinere Form desselben, welche für manche physikalische Zwecke genügt, ist von W. Weber angegeben worden.

Der Apparat, Fig. 139, besteht aus einem viereckigen Kasten, in welchem an einem Bündel von Coconfäden ein Magnetstab von etwa 100 mm Länge, 17,5 mm Breite und Höhe vermittelst eines kleinen Häkchens aufgehängt ist. Der Kasten ist gegenüber den Endflächen des Magnetes mit Glasplatten versehen, um den Magnet beobachten und die Zahl der Schwingungen zählen zu können, welche er vollbringt, nachdem er durch einen, von der Seite genäherten Magnetstab aus seiner Ruhelage abgelenkt worden ist. Für eine genauere Zählung kann man an der Endfläche des Stabes einen feinen verticalen Strich verzeichnen und denselben durch ein mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr betrachten,

[1]) Wir begnügen uns auch hier nur mit den für den Zweck des vorliegenden Werkes erforderlichen Andeutungen.

dessen Axe mit der Axe des Magnetes in seiner Ruhelage übereinstim
Bei den Oscillationen des Magnetes geht jedesmal der Strich am M
nete bei dem mittleren Faden des Fadenkreuzes im Fernrohr vor

Fig. 139.



und man kann genau die Zeit dieses Vorbeiganges und so die Oscillat
dauer des Magnetes bestimmen. — Das Trägheitsmoment des Magnets
ergiebt sich hier durch eine einfache Rechnung, da man das Trägh
moment des Häkchens, an dem derselbe aufgehängt ist, vernachläs
kann. Ist die Länge des Magnetes a, die Breite b, das Gewicht G
Beschleunigung der Schwere g, so ist das Trägheitsmoment:

$$k = \frac{a^2 + b^2}{12g} G.$$

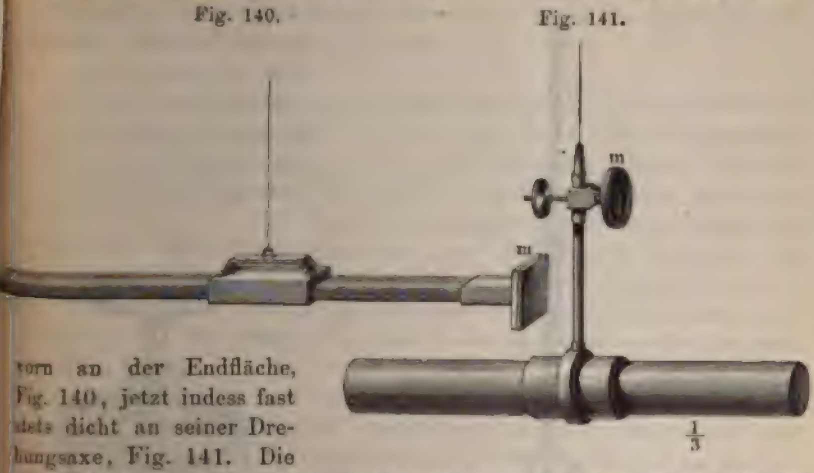
Nehmen wir, wie bei den früheren Betrachtungen, als Einheit
Masse die eines Milligramms oder Gramms und ist G in Milligram
oder Grammen gegeben, so giebt G numerisch zugleich die Mass
und fällt der Werth g in dieser Formel fort.

232 Noch sicherer, als in der angegebenen Weise, kann man die Os
tionsdauer des Magnetes bestimmen, wenn man an demselben einen
gel befestigt, und vermittelst eines Fernrohres in dem letzteren

Spiegelbild einer ihm in einiger Entfernung gegenübergestellten Scala beobachtet (vergl. Bd. I, §. 43).

Früher befestigte man den Spiegel an dem in einem Kasten oder an einem festen Punkte an der Decke des Zimmers aufgehängten Magnetstab

Fig. 140. Fig. 141.



vorn an der Endfläche, Fig. 140, jetzt indess fast stets dicht an seiner Drehungsaxe, Fig. 141. Die zweite Methode ist der ersteren bei weitem vorzuziehen, da bei dieser bei etwas grösseren Elongationen des schwingenden Magnetstabes leicht die durch die Axe des Fernrohres gehende Visirlinie nicht mehr den Spiegel an dem Magnete trifft.

Damit sich nicht die von dem Spiegel und dem vorderen Glasfenster des Gehäuses reflectirten Bilder der Scala decken, wodurch die Ablesung sehr erschwert werden kann, befestigt man das Glasfenster in schräger Lage, mit einer Neigung nach vorn oder hinten, an dem Glaskasten.

Ein transportables Magnetometer mit Spiegelablesung, welches für 233
manche physikalische Versuche geeignet ist und für die meisten Zwecke, bei denen es nicht auf sehr genaue Bestimmungen, wie bei den speciellen Untersuchungen über Erdmagnetismus, ankommt, hinlänglich genaue Resultate liefert, ist das folgende, von W. Weber angegebene.

Auf einen Rahmen, Fig. 142, von Kupferblech, der oberhalb in der Mitte durchbohrt ist, sind vier Messingstäbe *d* aufgesetzt, auf welche eine gleichfalls durchbohrte Platte aufgeschraubt wird. Auf diese ist ein aus zwei in einander verschiebbaren Röhren bestehendes Rohr *r* aufgesetzt, welches oben eine um die Axe des Rohres drehbare Deckplatte, Fig. 143 (a. f. S.), trägt. Durch letztere geht in der Mitte ein durch eine seitliche Schraube *s* festzustellendes verticales Stäbchen, welches gehoben und gesenkt werden kann und unten ein Häkchen trägt, von dem einer oder mehrere Coconfäden hinabhängen. Dieselben werden unterhalb an einem kupfernen Stäbchen, Fig. 141, befestigt, welches hierzu der Länge nach aufgeschnitten ist. In den Schnitt werden die

Coconfäden eingelegt und durch einen übergeschobenen Ring fest g
presst. Unterhalb trägt das kupferne Stäbchen eine Hülse, in welc
der cylindrische, etwa 18 cm lange und 1 cm dicke, aus wohlgehärtete
Stahl gefertigte und sta
magnetisirte Magnetst
geschoben wird. Dems
ben ist durch starke E
schütterungen mehr Ma
netismus entzogen word
als der permanente Verlu
beträgt, den er durch klei

Fig. 142.

Fig. 143.



unvermeidliche Erschütterungen und durch die wiederholten Aender
gen der Temperatur der umgebenden Luft erfahren würde.

Auf das kupferne Stäbchen, welches den Magnet trägt, wird
kleines Metallrohr so geschoben, dass es sich gerade in dem Rau
zwischen den Stäben d befindet. An das Rohr ist von vorn eine Met
platte gelöthet, und auf diese ein Planspiegel m von Metall oder G
gekittet. Im letzteren Falle ist der Spiegel zweckmässig auf der Vord
fläche versilbert oder platinirt, um die durch die Refraction der Lic
strahlen im Glase bedingte Fehlerquelle zu vermeiden. Ueber die Stä
d wird eine drehbare Hülse von Kupferblech geschoben, in welche
dem Spiegel m gegenüber ein etwas schräg nach vorn geneigtes Fens
von Spiegelglas eingesetzt ist.

Sehr zweckmässig ist es, wenn man in den Zwischenraum zwisch
dem kupfernen Rahmen und dem Magnetstabe verschieden dicke, ge

n den Rahmen passende Kupferhüllen legen kann, durch deren Einfluss ie Elongationen der Schwingungen des Magnetes gedämpft werden.

Die in der Figur gezeichnete Umwindung des Rahmens mit übersponnenem Kupferdraht wird nur angebracht, wenn der Apparat zugleich ls Galvanometer oder Tangentenbussole zur Messung der Intensität galanischer Ströme dienen soll (s. w. u.).

Bei diesen Apparaten ist der Magnetstab nicht von regelmässiger 234
orm, sondern mit dem Spiegel belastet; man kann also sein Trägheitsmoment nicht direct berechnen. Man bestimmt dasselbe durch Versuche.

Zu beiden Seiten der Drehungsaxe werden in gleichen Abständen kleine Marken auf dem Magnete verzeichnet, und daran vermittelst iner Fäden zwei gleiche Gewichte q an den Magnet gehängt, oder ngförmige Gewichte aufgeschoben. Auf grössere Magnetstäbe kann an auch eine dünne Holzleiste legen, auf welcher die Gewichte q anebracht sind. Das Trägheitsmoment k des Magnetstabes wird dadurch n einen Werth $c + 2qr^2$ vermehrt, wo event. c eine durch das Trägeitsmoment der Holzleiste gegebene Constante ist. Wird die Schwinungsdauer t des Magnetstabes ohne Auflegen der Gewichte, so wie beim uflegen derselben bei zwei verschiedenen Abständen r_1 und r_2, der Geichte von der Drehungsaxe gleich t_1 und t_2 bestimmt, so ist für den nbelasteten Stab

$$HMt^2 = k\pi^2,$$

r den belasteten

$$HMt_1^2 = (k + c + 2qr_1^2)\,\pi^2$$
$$HMt_2^2 = (k + c + 2qr_2^2)\,\pi^2.$$

s diesen drei Gleichungen können HM, k und c gefunden werden.

In Betreff der Spiegelablesung haben wir schon Thl. I, §. 43 das thige mitgetheilt.

Nach der ersten Beobachtung der Ruhelage des Magnetstabes schiebt 235
n an seine Stelle in die an dem Spiegelträger befestigte Hülse einen essingstab von gleichem Gewichte. Bleibt dann die Stellung des Spiels ungeändert, so hat der den Magnetstab tragende Faden in seiner helage keine Torsion. Die hierzu erforderliche Einstellung des Fadens n man durch Drehung des Torsionskreises erreichen, an welchem der n Magnet tragende Faden aufgehängt ist.

Man versetzt nun den Magnet des Magnetometers in Schwingungen d beobachtet sowohl die Zeiten, in welchen er durch seine Ruhee hindurchgeht, als auch, in welchen er die Maxima der Elongationen ch beiden Seiten zeigt, sowie auch letztere selbst. Dann kann man Schwingungsdauer des Magnetes berechnen (s. w. u.). Um den Magnet Schwingungen zu versetzen, nähert man ihm in einer, gegen den ridian senkrechten Richtung den Pol eines anderen in der Hand ge-

haltenen Magnetstabes. Sind die Elongationen der Schwingungen z gross geworden, so bedient man sich desselben Magnetstabes, der nich allzu stark magnetisirt sein darf, als **Beruhigungsstab**[1]. In de Momenten, wo der Magnet mit dem einen oder anderen Pole auf de Beobachter zuschwingt, wendet man ihm den diesem Pole gleichnamige Pol des Beruhigungsstabes momentan zu und kehrt denselben bei jeden Wechsel der Bewegung des schwingenden Magnetes um.

Den Beruhigungsstab selbst stellt man in möglichst grosser Entfer nung vom schwingenden Magnet in verticaler Stellung gegen die Wan so auf, dass ihn die Schwingungsebene des Magnetes in halber Höh schneidet. Dann wirkt er nicht auf letzteren ein (vgl. auch §. 145).

236 Schwingt der Magnetstab, so wird bei jeder Schwingung der ihn tragende Faden tordirt, und dadurch wird ein Drehungsmoment erzeugt welches ihn zugleich mit dem auf ihn wirkenden Erdmagnetismus in seine Ruhelage zurückführt. — Um dasselbe zu bestimmen, dreht man den Torsionskreis, welcher den Faden trägt, um etwa so viel (φ) Grade herum, als die weitesten Elongationen des Magnetes betragen, und be stimmt die Ablenkung des Magnetes aus seiner Ruhelage. Dieselbe se φ_1^0. Dann ist das Drehungsmoment, welches auf den Magnetstab durch die Torsion wirkt, proportional dem Winkel $\varphi - \varphi_1$, also $= \vartheta(\varphi - \varphi_1)$ das Drehungsmoment aber, welches durch die magnetischen Kräfte aus geübt wird, proportional dem Sinus des kleinen Winkels φ_1, für den wir den Winkel φ_1 selbst setzen können. Wir haben also

$$\vartheta(\varphi - \varphi_1) = HM\varphi_1,$$

d. i.

$$\frac{\varphi}{\varphi_1} = \frac{HM}{\vartheta} + 1.$$

Setzen wir den hieraus berechneten Werth von $HM/\vartheta = v$, so ist die Zeitdauer der Schwingungen durch die Wirkung der Torsion im Ver hältnisse von $1 : \sqrt{v/(v+1)}$ verringert.

237 Schwingt eine Magnetnadel für sich ohne äussere Bewegungshinder nisse, so bleibt ihre Schwingungsweite ungeändert. Ist dies nicht der Fall, so nimmt dieselbe ab. Diese Abnahme tritt, abgesehen von der Luft reibung, namentlich ein, wenn die Nadel von Metallmassen umgeben ist, in denen sie bei ihren Bewegungen Ströme inducirt, deren Intensität der Geschwindigkeit der Nadel in jedem Momente proportional ist, und welche mit einer ihrer Intensität, also der Geschwindigkeit der Nadel proportionalen Kraft ihre Bewegungen aufhalten.

Eine genauere Beobachtung ergiebt, dass die Schwingungsbogen der Nadel unter dem Einflusse dieser „**Dämpfung**" nach dem Gesetze

---

[1]) **Weber**, Resultate d. magn. Vereins 1836, p. 25*.

ometrischen Reihe abnehmen. Demnach ist die Differenz der (natür-
hen) Logarithmen irgend zweier auf einander folgender Schwingungs-
gen constant. Man bezeichnet diese constante Differenz mit dem Namen
s logarithmischen Decrementes.

Es ist nöthig, bei den Schwingungen einer Nadel unter dem Ein-
usse der Dämpfung sowohl den quantitativen Werth dieser letzteren zu
stimmen, als auch die Schwingungsdauer der Nadel und ihre Gleich-
wichtslage aus den Beobachtungen des Standes der Nadel bei ihren
össten Abweichungen von derselben, also den Wendepunkten ihrer
hwingungen zu berechnen. Eine Anleitung hierzu ist von Gauss[1]
geben.

Wir setzen stets kleine Schwingungsbogen der Nadel voraus, wie sie
im Magnetometer mit Spiegelablesung angewendet werden, so dass wir
ie in jedem Momente auf die Nadel wirkende Directionskraft des Erd-
gnetismus als proportional ihrer Abweichung von der Gleichgewichts-
ge betrachten können.

Bezeichnet x die Ablenkung der Nadel zur Zeit t, p den Scalentheil, 238
f den sie in ihrer Ruhelage einspielt, n^2 die Richtkraft, welche auf
Nadel wirkt, dividirt durch ihr Trägheitsmoment; 2ε die verzögernde
aft der Dämpfung für die Geschwindigkeit der Nadel gleich 1, gleich-
lls dividirt durch ihr Trägheitsmoment, so ist die Differentialgleichung
er Bewegung:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2(x-p) + 2\varepsilon\frac{dx}{dt} = 0.$$

Wir wollen

$$\sqrt[2]{\varepsilon^2 - n^2} = r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

zen. Dann ist das vollständige Integral der Gleichung:

$$x = e^{-\varepsilon t}\left(Ae^{-rt} + Be^{+rt}\right) \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

rin die Constanten A und B zu bestimmen sind. Wir wollen die Aus-
läge von der Ruhelage an zählen, also $p = 0$ setzen. Zur Zeit $t = 0$
e die Nadel eine Ablenkung $x = \xi$ und schwinge von dieser in die
ichgewichtslage zurück, ohne einen Stoss erhalten zu haben; dann ist
$t = 0$ auch $d\xi/dt = 0$, also

$$A = -\frac{\xi(\varepsilon - r)}{2r} \qquad B = +\frac{\xi(\varepsilon + r)}{2r},$$

her

[1] Gauss, Resultate des magnetischen Vereins 1837, p. 58*. Die vollstän-
andlung dieser Gleichung ist von E. du Bois-Reymond (Monatsber.
l. Acad. 1869, p. 807* und 1870, p. 537*; Abhandlungen 1, p. 284 bis 390*)
. Gauss behandelte sie nur für den Fall, wo $\varepsilon \angle n$ ist und gelangt
len §. 238 u. flgde. entwickelten Gleichungen.

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-\varepsilon t} \left\{ (\varepsilon + r) e^{+rt} - (\varepsilon - r) e^{-rt} \right\} \quad . \; . \; .$$

Ist zunächst die Kraft der Dämpfung Null, d. h. ε
so ist

$$x_0 = \xi \cos nt \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Die Nadel erhält ihre Maximalelongationen $\pm \xi$ nach beiden S
wenn

$$nt = m\pi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

ist, wo m jede ganze Zahl sein kann. Die Nadel behält also co
dieselbe Amplitude ξ der Schwingungen bei. Die Schwingungsdaue
Ruhelage zu Ruhelage ist

$$T = \frac{\pi}{n} . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

239 Ist ferner $\varepsilon < n$, die Dämpfung also nicht zu gro
wird r imaginär. Ist dann $r = \varrho \sqrt[2]{-1}$, also $\varrho = \sqrt[2]{n^2 - \varepsilon^2}$,
das Integral der Differentialgleichung

$$x_1 = \xi e^{-\varepsilon t} \left\{ \cos \varrho t + \frac{\varepsilon}{\varrho} \sin \varrho t \right\} \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Das Maximum der Elongation tritt hier zu Zeiten ein,
$\sin \varrho t = 0$, also $t = m\pi/\varrho$ ist, wo m eine beliebige ganze Zahl ist
Dauer einer Schwingung ist in diesem Falle

$$T_1 = \frac{\pi}{\varrho} = \frac{\pi}{\sqrt[2]{n^2 - \varepsilon^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Sie ist also bei Anwendung der Dämpfung im Verhältniss
$\sqrt[2]{n^2 - \varepsilon^2} : n$ grösser, als ohne Dämpfung, und es ist

$$T_1 = \frac{n}{\sqrt[2]{n^2 - \varepsilon^2}} T \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Die Amplituden der Schwingungen nach beiden Seiten, von der N
an gezählt, sind gleich $\xi e^{-\varepsilon t}$, wo für t die Werthe $m\pi/\varrho$ zu setze
Sie nehmen also, wie oben (§. 237) erwähnt ist, nach dem Gesetze
geometrischen Reihe ab.

Das Verhältniss zweier auf einander folgender Amplituden ist,
die erste zur Zeit t, die zweite zur Zeit $t + T_1$ eintrifft,

$$\frac{\xi e^{-\varepsilon t}}{\xi e^{-\varepsilon (t + T_1)}} = e^{\varepsilon T_1} . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Bezeichnet λ das logarithmische Decrement der Schwingunge
§. 237), so ist demnach

$$\lambda = \log nat\, e^{\varepsilon T_1} = \varepsilon T_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Führt man den hieraus berechneten Werth für ε und den Werth n us Gleichung 6) in die Gleichung 8), so ist

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2 + \lambda^2}{T_1^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Ist das logarithmische Decrement, wie es gewöhnlich geschieht, nach em Briggi'schen Logarithmensystem gleich $l = \mu \lambda$, wo μ der Modu-us der Briggi'schen Logarithmen, so hat man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_1^2} + \frac{l^2}{\mu^2 T_1^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

Kennt man also die Schwingungsdauer T_1 der Nadel unter dem influsse der Dämpfung, sowie das logarithmische Decrement λ ihrer chwingungen, so kann man die Schwingungsdauer T der Nadel ohne ämpfung berechnen.

Würde man die Nadel nach einander unter dem Einflusse zweier rschieden stark dämpfender Kräfte ε und $\varepsilon + \varepsilon_2$ schwingen lassen, B. in einer mit einem Drahtgewinde umgebenen Kupferhülse, einmal, dem ersteres geöffnet, sodann, indem es geschlossen ist, so würden sich ie logarithmischen Decremente

$$\lambda = \varepsilon T_1 \text{ und } \lambda_1 = (\varepsilon + \varepsilon_2)\, T_2$$

rgeben. Ist ε_2 nicht sehr gross, so ist auch T_2 von T_1 wenig verschie-n. Dann wird annähernd

$$\lambda_2 = \lambda_1 - \lambda = \varepsilon_2 T_2.$$

Die Differenz der beiden beobachteten logarithmischen Decremente und λ ist also annähernd das durch das geschlossene Drahtgewinde r sich bedingte logarithmische Decrement λ_2.

Durch die Nulllage geht der schwingende Magnet zu Zeiten, für die 240

$$\cos \varrho t + \frac{\varepsilon}{\varrho} \sin \varrho t = 0$$

t. Bezeichnen wir diese Zeiten mit ϑ, so ist demnach

$$tg\,(\varrho \vartheta) = -\frac{\varrho}{\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

Wird der Werth ε / ϱ hieraus in Gleichung 7) eingeführt und dann elbst $\sin \varrho \vartheta$ aus Gleichung 14) entwickelt und in der Klammer für ε in Werth in n und ϱ eingesetzt, so erhält man

$$x_1 = \xi e^{-\varepsilon t} \left[\frac{n}{\varrho} \sin \varrho\,(t - \vartheta) \right]$$

wenn hier ε, n und ϱ aus den Gleichungen 11), 6) und 9) eingeführt n,

$$x_1 = \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \cdot \frac{T_1}{T} \sin \frac{\pi}{T_1}\,(t - \vartheta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

Ist $\lambda = 0$, $T_1 = T$, so wird für die Schwingungen ohne Dämpfu[ng]

$$(\lambda = 0) \qquad x_0 = \xi \sin \frac{\pi}{T}(t - \vartheta) \quad \ldots \ldots \ldots$$

Wird die Ruhelage der Nadel nicht bei dem Theilstriche Null, so[n]-dern bei dem Theilstriche p angenommen, so ändern sich die Gleichung[en] 15) und 16) um in

$$x_1 = p + \xi e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \cdot \frac{T_1}{T} \sin \frac{\pi}{T_1}(t - \vartheta) \quad \ldots \ldots$$

$$(\lambda = 0) \qquad x_0 = p + \xi \sin \frac{\pi}{T}(t - \vartheta) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots$$

241 Die Berechnung der Schwingungsdauer T_1 ist angestellt, indem di[e]-selbe als die Zeit angesehen wird, während welcher die Nadel von ihr[er] Ruhelage nach der einen Seite ausschwingt und von da in die Ruhela[ge] zurückschwingt. — Die Hälfte der Zeit $^1/_2\, T_1$ entspricht indess nic[ht] genau der Zeit, während welcher die Nadel von der Ruhelage bis zu ihr[er] grössten Elongation kommt, bei welcher $dx/dt = 0$ wird. Für die[sen] Moment (t_0) ist

$$\frac{dx}{dt} = 0 = \xi e^{-\lambda \frac{t_0}{T_1}} \frac{T_1}{T}\left[-\frac{\lambda}{T_1} \sin \frac{\pi}{T_1}(t_0 - \vartheta) + \frac{\pi}{T_1} \cos \frac{\pi}{T_1}(t_0 - \vartheta)\right].$$

also

$$tg\, \frac{\pi}{T_1}(t_0 - \vartheta) = \frac{\pi}{\lambda} \quad \ldots \ldots \ldots$$

Setzt man $arc\, cotg(\pi/\lambda) = \varphi$, so ergiebt sich die Zeit $t_0 - \vartheta$, wel[che] vergeht, bis die Nadel aus ihrer Ruhelage bis zur grössten Elongati[on] ausschwingt:

$$t_0 - \vartheta = \frac{1}{2}\, T_1 - \varphi\, \frac{T_1}{\pi}.$$

Wird φ in Graden gemessen, so ist $\pi = 180^0$, also

$$t_0 - \vartheta = \frac{1}{2}\, T_1 - \frac{\varphi^0}{180^0}\, T_1.$$

Die Zeit der Schwingung von der Ruhelage bis zur grössten Ampli-tude ist bei den auf einander folgenden Schwingungen dieselbe. Alle Stillstände der Nadel treten also um gleich viel früher ein, als d[ie] Hälfte der Zeiten zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage. Die Differenz zwischen den Zeiten zweier solcher Stillstände entspri[cht] daher direct derselben Schwingungsdauer, wie sie aus dem wiederholt[en] Durchgange der Nadel durch den Ruhepunkt abgeleitet ist.

242 Die nach der gegebenen Anleitung berechnete Schwingungsda[uer] der ohne Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel gilt für klei[ne] Schwingungsbogen. Sind dieselben grösser, so ist die Schwingungsda[uer]

T der Nadel auf [illegible]
Zeitdauer einer [illegible]

$$T = [illegible]$$

wo α den Schw[illegible]
T entspricht [illegible]
die quadratische [illegible]
[illegible] den Bogen [illegible]

$$T = T [illegible]$$

Nehmen [illegible]
nach dem Ge[illegible]
so lässt sich die [illegible]
der Nadel sch[illegible]
der Elongation α [illegible]
[illegible]leiten. Es ist [illegible]
[illegible]ungsdauer:

Elongation [illegible]

1. α

2. $\alpha_1 = \alpha L$

n. $\alpha_n = \alpha$ [illegible]

Die mittlere [illegible]

und die Amplitude [illegible]
beobachtet hat [illegible]

$$h = [illegible]$$

so

$$T = T - [illegible]$$

ist das logarithmische Decrement [illegible]

so kann man nach Gauss [illegible]

$$(1 - L [illegible]$$

setzen, wo μ der Modulus des **Briggi'schen** Systems. — **Man** e dann die mittlere reducirte Schwingungsdauer

$$T_0 = \frac{T\mu\,(h^2 - h_n^2)}{128\,l\,n}.$$

243 Sind drei auf einander folgende Amplituden der Schwingunge Nadel nach entgegengesetzten Seiten X_1, X_2, X_3, so ist bei geringe nahme der Schwingungsbogen der Ruhestand p der Nadel das Mitte der mittleren Stellung von X_1 und X_2 sowie X_2 und X_3, also

$$p = \frac{\frac{1}{2}(X_1 + X_2) + \frac{1}{2}(X_2 + X_3)}{2} = \frac{X_1 + 2X_2 + X_3}{4}.$$

Bei grösserer Abnahme der Elongation ist indess die Ruhelag wenig anders zu berechnen.

Sind dann X_1 und X_2 zwei auf einander folgende Elongationen entgegengesetzten Seiten, von denen die erste um die Zeit t, die z um die Zeit $t + T_1$ erfolgt, so ist, wenn wir die Ruhelage nicht oben, am Scalentheil Null, sondern an dem Scalentheile p annehme

$$X_1 = p + \xi e^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$X_2 = p + \xi e^{-\varepsilon t - \varepsilon T_1} \quad \ldots\ldots\ldots$$

Bezeichnet $1/L$ eine Zahl, deren natürlicher Logarithmus das log mische Decrement λ ist, so ist

$$\log nat\, L = -\lambda = -\varepsilon T_1,$$

daher

$$X_2 = p + \xi L . e^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots$$

Aus 2 und 4 ergiebt sich

$$p = \frac{L X_1 + X_2}{1 + L} = X_1 + \frac{1}{1+L}(X_2 - X_1).$$

Kennt man also das logarithmische Decrement λ, so kann bei Beo tung zweier auf einander folgender Amplituden der Ruhestand p Nadel nach dieser Formel berechnet werden.

244 Wir wollen noch den für die Theorie der elektromagneti Messapparate wichtigen Fall betrachten, wo die Dämpfung sehr deutend im Verhältnisse zur magnetischen Richtkraft, $\varepsilon > n$ ist[1]). Dann stellt die Gleichung 3), §. 238

$$x = \frac{\xi}{2r} e^{-\varepsilon t}\left[(\varepsilon + r)\, e^{rt} - (\varepsilon - r)\, e^{-rt}\right] \quad \ldots\ldots$$

---

[1]) Es würde uns hier leider zu weit führen, diesen von E. du Bois-I mond sehr gründlich behandelten Fall weiter zu discutiren, und wir verw deshalb auf die Originalabhandlungen von E. du Bois-Reymond, l. c., §

wenn man die Zeit t auf der Abscissenaxe aufträgt, die Differenz der Ordinaten zweier Exponentialcurven dar, welche sich beide asymptotisch ler Abscissenaxe nähern.

Beim Differenziren der Gleichung 1) nach t ergiebt sich die Geschwinligkeit der Bewegung

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\xi n^2}{2r} e^{-\varepsilon t} (e^{-rt} - e^{rt}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Trägt man wieder die Zeit t auf der Abscissenaxe auf und verzeichnet azu die Werthe x und dx/dt als Ordinaten, so ist die erste Ordinate x er Curve der Ablenkungen für $t = 0$ gleich ξ; die Curve fällt dann, idem dx/dt negativ ist, gegen die Abscissenaxe ab, der sie zunächst re concave Seite zukehrt.

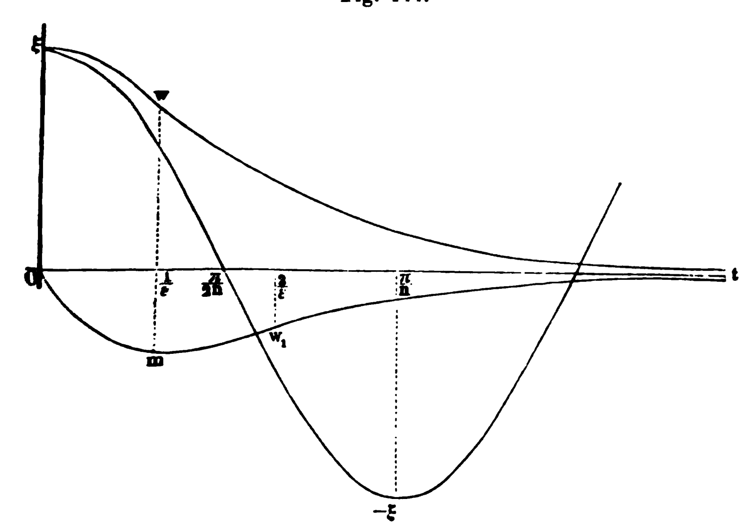
Für die Zeit

$$t_m = \frac{1}{2r} \log nat \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

reicht, wie man bei einer zweiten Differentiaton der Gleichung 2) fint, dx/dt ein negatives Maximum, die Curve der Ablenkungen wendet h und wird gegen die Abscissenaxe convex, der sie sich nun asympisch nähert.

Die Curve der Geschwindigkeiten beginnt für $t = 0$ mit der Ordie Null, erreicht ein negatives Maximum für $t = t_m$, wobei sie ihre

Fig. 144.



ncave Seite der Abscissenaxe zukehrt, wendet sich, wie die Differenion der Gleichung 2) ebenfalls ergiebt, zur Zeit $t = 2t_m$ um, wird en die Abscissenaxe convex und nähert sich gleichfalls asymptotisch

der Abscissenaxe. Die abgelenkte Magnetnadel nähert sich also erst mit zunehmender, dann mit abnehmender Geschwindigkeit der Ruhelage, welche sie völlig erst zur Zeit $t = \infty$ erreicht; sie schwingt über diese aber nicht hinaus, die Bewegung des Magnetes ist aperiodisch.

245 Ist gerade $n = \varepsilon$, also $r = 0$, so wird Gleichung 2) §. 238 $x = (A + Bt)e^{-\varepsilon t}$ und $A = \xi$, $B = \varepsilon \xi$, also

$$x = \xi e^{-\varepsilon t}(1 + \varepsilon t); \quad \frac{dx}{dt} = \xi \varepsilon^2 t e^{-\varepsilon t}$$

$$t_{max} = \frac{1}{\varepsilon}.$$

Die Curven ξwt und $omw_1 t$, Fig. 144 (a. v. S.), stellen die Werthe x und dx/dt für diesen speciellen Fall dar, während die Sinuscurve ξ, $\pi/2n$, $-\xi$ den Gang der Ablenkungen des Magnetes ohne Dämpfung bezeichnet. w und w_1 sind die Wendepunkte der ersten beiden Curven. Dabei ist $\xi = 2$, $\varepsilon = n = 1$ gesetzt.

Wird n verschwindend klein gegen ε, etwa indem die Richtkraft des Magnetes sehr bedeutend geschwächt wird, so ist nahezu $r = \varepsilon$ zu setzen und es wird in Gleichung 2) §. 238 $A = 0$, $B = \xi$, also

$$x = \xi.$$

Der Magnet behält seine Ablenkung ξ bei.

246 Erhält der Magnet bei dem ersten Ausschlage ξ einen Stoss, so dass er mit der Anfangsgeschwindigkeit $-c$ gegen die Ruhelage hingetrieben wird, so ändern sich in §. 233 die Constanten A und B um in

$$A = \frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{2r} \qquad B = \frac{-c + \xi(\varepsilon + r)}{2r} \quad \ldots$$

und es wird

$$x = \frac{e^{-\varepsilon t}}{2r}\left[\{c - \xi(\varepsilon - r)\} e^{-rt} - \{c - \xi(\varepsilon + r) e^{rt}\}\right] \quad .$$

Ueberschreitet der Werth c eine gewisse Grösse, so hört die Bewegung auf, aperiodisch zu sein; der Magnet geht zur Zeit

$$t_0 = \frac{1}{2r} \log \frac{c - \xi(\varepsilon - r)}{c - \xi(\varepsilon + r)} \quad \ldots\ldots\ldots$$

durch den Nullpunkt auf die andere Seite, erreicht dort seinen grössten Ausschlag für

$$t_{max} = \frac{1}{2r} \log \frac{(\varepsilon + r)[c - \xi(\varepsilon - r)]}{(\varepsilon - r)[c - \xi(\varepsilon + r)]} \quad \ldots\ldots$$

und kehrt nun asymptotisch zur Ruhelage zurück.

Die Maximalgeschwindigkeit c, bei der eine um ξ von der Null abgelenkte Nadel sich noch aperiodisch der letzteren nähert, ist offenbar dieselbe, welche sie erhalten hätte, wenn sie bei der Rückschwingung

einer unendlich grossen Ablenkung bis zu dem Ausschlage ξ gelangt wäre; grössere Werthe der Geschwindigkeit c treiben die Nadel über ihre Nulllage hinaus.

Bei der experimentellen Bestimmung des Quotienten M/H kann man 247
sich nach Weber[1]) einer gewöhnlichen Bussole, Fig. 145, bedienen, deren


Fig. 145.



Kreis in Grade getheilt ist, so dass man noch Zehntelgrade schätzen kann. Für etwas genauere Versuche lässt man die Nadel der Bussole nicht auf einer Spitze spielen, sondern hängt sie an einen Coconfaden. Diese Bussole stellt man auf die Mitte eines in halbe Centimeter getheilten Metermaassstabes, welcher in der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal hingelegt ist. Man legt den am Magnetometer auf seine Schwingungsdauer untersuchten Magnetstab, welchem man hierbei zweckmässig genau die Länge von 10 cm giebt, in verschiedenen Entfernungen von der Axe der Bussolennadel auf diesen Maassstab und bestimmt jedesmal die Ablenkung der Nadel. Längslinien, die auf dem Maassstabe gezogen sind, gestatten, den ablenkenden Magnet immer in derselben Richtung vor der Magnetnadel hinzulegen.

Für genauere Versuche kann man die Bussole durch einen kleinen, in einer dicken Kupferhülse schwebenden, magnetisirten Stahlspiegel ersetzen, welcher einen Durchmesser von etwa 10 mm und 1 mm Dicke hat und an einem Coconfaden so aufgehängt ist, dass seine magnetische Axe horizontal hängt (vergleiche im folgenden Abschnitte die Beschreibung des Spiegelgalvanometers, §. 275). Die Ablenkungen dieses Stahlspiegels durch den ihm genäherten Magnetstab beobachtet man vermittelst der Spiegelablesung. In Folge der starken Dämpfung durch die Kupferhülse gelangt der schwingende Magnet sehr bald zur Ruhe. Es ist zweckmässiger, den Magnetstab der Nadel der Bussole oder dem Stahlspiegel von Ost oder West her so zu nähern, dass die Verlängerung der Axe des Magnetstabes die Drehungsaxe derselben schneidet, als von Nord oder Süd, so dass die Axe der Nadel die Axe des Stabes halbirt da im ersteren Falle die Ablenkungen doppelt so gross werden, als im zweiten, auch die Abweichungen von der Symmetrie in der Aufhängung der Nadel und geringe Abweichungen der Axe des Stabes von der gegen Meridian senkrechten Richtung einen geringeren Einfluss auf das Resultat ausüben, und die dadurch auftretenden Glieder, welche gerade Potenzen von r enthalten, viel kleiner sind.

[1]) W. Weber, Resultate des magnetischen Vereins 1836, p. 63*.

Wenn es irgend der Raum gestattet, stellt man die Beobachtu
so an, dass man den Magnetstab gleich weit östlich und westlich
der frei aufgehängten Nadel und zwar, abwechselnd mit seinem
und Südpol der letzteren zugekehrt, in verschiedenen Entfernu
$\pm r_0 \pm r_1 \pm r_2 \ldots$ vor der Nadel hinlegt.

Man nimmt das Viertel der Summe der Ausschläge der
nach beiden Seiten, bei denen der ablenkende Magnetstab in eine
stimmten Entfernung sich in diesen vier Lagen befindet, als die
Entfernung entsprechende Ablenkung. Die mittleren Ablenkungen
bei verschiedenen Abständen r_1, r_2, r_3 respective $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. — Un
wahrscheinlichsten Werth von

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 tg\,\varphi_0}{2}$$

(vgl. §. 228) zu erhalten, bildet man nach W. Weber (l. c.) die Ausd

$$\sum\frac{tg\,\varphi}{r^3} = A,\ \sum\frac{tg\,\varphi}{r^5} = A_1,\ \sum\frac{1}{r^6} = B,\ \sum\frac{1}{r_8} = B^1,\ \sum\frac{1}{r^{10}} =$$

dann ist der wahrscheinlichste Werth von M/H

$$\frac{M}{H} = \frac{1}{2}\,\frac{A_1 B_1 - A B_2}{B_1 B_1 - B B_2}.$$

Da sich bei der Drehung der Nadel ns um den Ablenkungsw
φ der dieselbe tragende Faden gleichfalls tordirt hat, wird sie
nur durch das von dem Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmo
$MH \sin\varphi$ zurückgeführt, sondern dasselbe ist um $\vartheta\varphi$ vermehrt. Se
wir $\varphi = \sin\varphi$, so ist das zurückführende Drehungsmoment

$$(MH + \vartheta)\sin\varphi.$$

Den Werth ϑ können wir nach §. 236 mit MH vergleichen,
dann den Werth $MH + \vartheta$ in die weiteren Formeln statt MH einfü
So erhalten wir den corrigirten Werth von MH. Diese Correction
indess in vielen Fällen vernachlässigt werden.

248 Hat man nach den vorstehend beschriebenen Methoden die hori
tale Componente H des Erdmagnetismus bestimmt, so kann man
magnetische Moment M jedes beliebigen magnetischen Körpers d
Messung seines Trägheitsmomentes k und seiner Schwingungsda
aus der Formel

$$M = \frac{\pi^2 k}{T^2 H}$$

berechnen (vgl. §. 226 Gl. 1).

249 Wir erwähnen noch kurz eine andere, von W. Weber angege
mit den Modificationen von F. Kohlrausch [1]) sehr bequeme

[1]) F. Kohlrausch, Gött. Nachr. 1869, p. 36*; Pogg. Ann. 138, p. 1,

brauchbare Methode zur Bestimmung der erdmagnetischen Horizontalintensität.

Ein Strom I wird durch eine Tangentenbussole vom Radius b und eine mit ihren Windungen dem magnetischen Meridian parallel bifilar aufgehängte Rolle geleitet (vgl. §. 57). Aus der Ablenkung α der Tangentenbussole erhält man den Werth

$$I = \frac{b}{2\pi} H \, tg\, \alpha \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

aus der Ablenkung α_1 der Bifilarrolle den Werth

$$I = \frac{D}{F . H} \, tg\, \alpha_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

wo F die von den Windungen umschriebene Fläche, D das statische Drehungsmoment der bifilar aufgehängten Rolle ist.

Aus beiden Gleichungen folgt

$$H^2 = \frac{2\pi D}{b F} \frac{tg\, \alpha_1}{tg\, \alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Um hier die Anwendung der Tangentenbussole zu beseitigen, hängt W. Thomson [1]) den kleinen Magnet derselben direct in die bifilar aufgehängte Rolle; derselbe wird dann beim Durchleiten des Stromes von der abgelenkten Bifilarrolle weiter abgelenkt. Dabei bleibt aber noch die Schwierigkeit der Messung der Windungsfläche der Bifilarrolle und ihres Trägheitsmomentes. Um auch diese zu vermeiden, bestimmt F. Kohlrausch [2]) den Werth D durch Messung der Dimensionen der bifilaren Aufhängung, bei welcher die Drähte relativ weit von einander entfernt werden, und ersetzt die Tangentenbussole durch ein in grösserem Abstande a von der Rolle aufgestelltes Magnetometer. Ist die Ablenkung des Magnetes gleich φ, so ist ohne Rücksicht auf die Ablenkung der Bifilarrolle angenähert $F . I = H a^3 tg\, \varphi$, woraus mit Rücksicht auf Gleichung 2) folgt

$$H^2 = \frac{D \, tg\, \alpha_1}{a^3 tg\, \varphi} .$$

Die weiteren Angaben liegen ausserhalb des Bereiches dieses Werkes.

II. Elektromagnetische Messapparate.

Die Bestimmung der Intensität eines galvanischen Stromes durch 250
Fernewirkungen geschieht gewöhnlich in der Weise, dass wir die zunächst vermittelst verschiedener Instrumente in Einheiten aus-

---

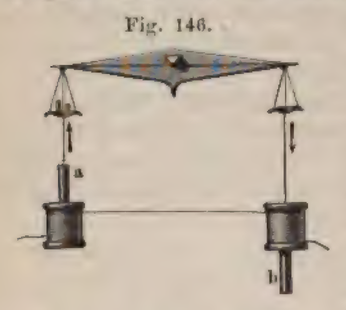
1) W. Thomson, s. Maxwell, Treatise 2. edit. 2, p. 337*. — 2) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 17, p. 750, 1882*.

drücken, welche für jedes dieser Instrumente verschieden sind; erst her reduciren wir die Beobachtungen durch Multiplication mit durch das Experiment zu bestimmenden Factor auf ein gemeinsam solutes Maass.

Wir wollen zuerst die verschiedenen jetzt gebräuchlichen Mess rate näher behandeln und sodann ausführen, wie die durch sie gemes Stromintensitäten auf absolutes Maass zurückgeführt werden.

Einer der älteren Messapparate ist die von Becquerel[1]) Wrede) zuerst angegebene elektromagnetische Wage, welche von und Jacobi[2]) wesentlich verbessert worden ist. Unter die an k Drähten aufgehängten Schalen einer feinen chemischen Wage, Fig stellt man zwei Spiralen, von denen eine jede aus mehreren neben ein aufgewundenen Drähten gebildet ist. Man leitet durch die Wind dieser Spiralen den zu messenden Strom. An den Schalen der Wag zwei Magnetstäbe a und b so angehängt, dass beide ihre Nordpole unten kehren. Ihre Axen fallen mit denen der Spiralen zusa Der eine von ihnen ist an einem kurzen, der andere an einem län Draht befestigt, so dass der eine über, der andere unter der bet den Spirale schwebt. Ein Glasrohr schützt den letzteren vor Lu

Fig. 146.



Durch den die Spiralen in eine stimmten Sinne durchfliessenden werden beide Magnetstäbe von abgestossen, und diese Abstossu bei gleicher Lage der Stromi tät proportional. Führt man durch Gewichte G, welche ma die Wagschalen legt, die M stäbe in die Gleichgewichtsla rück, welche sie vor dem Hin leiten des Stromes durch die S hatten, so sind diese Gewichte der Stromintensität I proportiona dess bedarf es hierbei noch einer Correction, die durch die tem Aenderung des Magnetismus der Stäbe unter dem Einfluss des S in den Spiralen bedingt ist. Lenz und Jacobi fanden z. B., einen Strom von gleicher Intensität erst durch einen, dann durch neben einander auf die Spiralen aufgewundene Drähte leiteten, d Gewichte nicht im Verhältniss 1 : 6, sondern bei verschiedenen intensitäten in einem etwas geringeren Verhältnisse zu einander sta Man kann dann den Werth I durch die Formel $I - I^2\alpha = G$ men, wo α eine empirisch zu bestimmende Constante ist. Auch ha darauf zu achten, dass nicht etwa die stählernen Theile der Wa

[1]) Becquerel, Compt. rend. 5, p. 35, 1837*; Pogg. Ann. 42, p.
[2]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. 47, p. 227, 239, 1839*. — [3]) Ver v. Feilitzsch, Fernewirkungen des Stromes, p. 83, 1865*.

den Strömen in den Spiralen angezogen und dadurch die Einstellungen der Wage beeinflusst werden.

Hängt man beide Magnetstäbe in gleicher Lage über den Spiralen auf und leitet den Strom so durch dieselben, dass der eine Stab angezogen, der andere abgestossen wird, sich also die Wirkungen beiderseits addiren, so nimmt bei dem Ausschlage der Wage die ablenkende Kraft zu, da sich der abgestossene Stab von der Spirale entfernt, der angezogene sich ihr nähert. Man hat dann bei der Aequilibrirung der Wage durch Gewichte ein labiles Gleichgewicht, und genauere Messungen sind unmöglich. Uebrigens dürfte es kaum zweckmässig sein, da man jetzt viel bessere Messapparate besitzt, auch jetzt noch die elektromagnetische Wage zu verwenden [1]).

Ein bei Weitem wichtigerer und allgemeiner angewandter Apparat 251
ist die **Tangentenbussole** [2]). Sie besteht aus einem oder mehreren, auf einem Brette befestigten, verticalen Ringen aus mehreren von einander isolirten und durch Klammern *ef* fest verbundenen Drähten, deren Enden mit den Drahtklemmen aa_1 bb_1 cc_1 dd_1 verbunden sind, Fig. 147 (a. f. S.). Auf dem Brette ist ein Ständer angebracht, der eine Bussole trägt, bestehend aus einer an einem feinen Coconfaden aufgehängten Magnetnadel *ns*, deren Länge höchstens $^1/_4$ des Radius der Drahtkreise ist und die mit einem längeren, aus einem geschwärzten Glasfaden oder Aluminiumdraht gebildeten Zeiger verbunden ist, der auf einer Kreistheilung spielt. — Die Magnetnadel muss sich genau in der Mitte des Drahtkreises befinden. Die noch zuweilen angewandte Aufhängung der Nadel vermittelst eines Achathütchens auf einer Stahlspitze bietet für genauere Zwecke nicht die gehörige Beweglichkeit der Nadel. Will man bei der Aufhängung an einem Coconfaden die Schwankungen der Nadel vermeiden, so kann man nach **Poggendorff** unten an dieselbe in der Verlängerung des Coconfadens einen zweiten Faden anhängen, welcher eine kleine Messingkugel trägt. Diese Kugel hängt in einem in den Ständer eingelassenen Glasrohre, dessen inneren Raum sie fast vollständig ausfüllt. Das den Drahtring und die Bussole tragende Brett kann auf dem mit Stellschrauben versehenen Brette *pp* um seine Axe gedreht, und so der Drahtring dem magnetischen Meridiane parallel gestellt werden. Je nach Bedarf leitet man den Strom, dessen Intensität man messen will, durch einen oder mehrere der Drahtringe hinter oder neben einander und beob-

---

[1]) Ein Apparat von **Guthrie**, bei welchem zwei an den Enden eines horizontal an einem Drahte aufgehängten Hebels senkrecht gegen denselben angebrachte horizontale Elektromagnete von ähnlichen, ihnen conaxialen Elektromagneten stossen werden, s. Phil. Mag. [4] **48**, p. 296, 526, 1874*. Ein ähnlicher rat von **Lallemand** (Ann. de Chim. et de Phys. [3] **22**, p. 19, 1848*), welchem nur vom Strome durchflossene Spiralen hierbei verwendet werden, im Capitel Induction. — [2]) **Pouillet**, Compt. rend. **4**, p. 267, 1837*; Ann. **42**, p. 283*. — Construction von **W. Weber**, Resultate des magnet. ms 1840, p. 85*.

achtet den Ausschlag der Nadel. Zweckmässig formt man die Na
aus einer rhombischen Stahlplatte, deren Diagonalen etwa nur 30
5 mm betragen, und lässt sie in horizontaler Lage in einer kleinen
anschliessenden Dose von etwa 10 mm dickem Kupfer schwingen. D

Fig. 147.



Büchse hat oben ein 5 mm weites Loch, durch welches ein dün
2 mm dickes Messingstäbchen hindurchgeht, welches oben einen auf
Kreistheilung spielenden Zeiger von Aluminium oder schwarzem G
trägt, und auf welches unten die Magnetnadel in horizontaler Lag
aufzuschieben ist, dass sie mit dem Zeiger einen Winkel von 90° m
(vgl. Fig. 153, p. 254). Zu diesem Ende kann der Boden der kupfer
Büchse abgeschraubt werden. Die Nadel mit dem Zeiger hängt an
Coconfaden. Bei ihren Schwingungen werden in der Kupferbüchse
vanische Ströme inducirt, welche die Nadel in ihren Bewegungen
halten und ihre Schwingungen dämpfen, so dass sie schneller
Gleichgewichtslage annimmt [1]).

Die Anwendung von Flügeln, welche unten an der Nadel befe
sind und in Oel tauchen, ist weniger zu empfehlen. Glycerin ist unbra

---

[1]) Statt der Büchse mit der Nadel und dem Theilkreise hat der Verf
bereits vor längerer Zeit den §. 297 beschriebenen kupfernen Dämpfer
Magnetspiegel in die Mitte des Ringes der Tangentenbussole eingesetzt, wel
sie für absolute Messungen geeignet ist. Siehe eine ähnliche Construction
F. Kohlrausch, Wied. Ann. 15, p. 552, 1882*.

bar (siehe Thl. I, §. 42 Anm.). Bei Anwendung der Luftdämpfung hat man darauf zu achten, dass die Flügel nicht an die Wände der Hülle stossen.

Man stellt die Windungen des Apparates von vornherein so, dass sie möglichst mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfallen. Dann leitet man einen Strom hindurch, beobachtet die Ablenkung, kehrt die Richtung des Stromes um, ohne dabei indess neue Widerstände in die Schliessung einzuführen, und beobachtet die jetzt sich ergebende, entgegengesetzt gerichtete Ablenkung. Man ändert die Stellung der Drahtwindungen so lange ab, bis die beiderseitigen Ausschläge gleich werden. 252

Zur Begründung der Theorie dieses Instrumentes wollen wir die Länge der Magnetnadel gegen den Durchmesser des Drahtkreises vernachlässigen und so ihre Pole nahezu in den Mittelpunkt desselben verlegen. Wir haben unter dieser Voraussetzung schon §. 205 bewiesen, dass die durch den Erdmagnetismus und den den Drahtkreis durchfliessenden Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente sich wie der Cosinus zum Sinus ihres Ablenkungswinkels verhalten, mithin die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional ist.

Ist die Axe der Nadel nicht ganz genau den Windungen parallel, sondern bildet sie mit ihnen einen kleinen Winkel φ, ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus H, so werden die durch Ströme von der Intensität $\pm I$ bedingten Ablenkungen ψ und ψ_1 der Nadel nach beiden Seiten gegeben durch die Gleichungen (§. 205)

$$const\, I \cos(\psi - \varphi) = H \sin\psi. \qquad const\, I \cos(\psi_1 + \varphi) = H \sin\psi_1.$$

Woraus folgt

$$tg\,\varphi = \frac{ctg\,\psi_1 - ctg\,\psi}{2}.$$

Man kann also auch aus den Ablenkungen ψ und ψ_1 den Winkel φ berechnen, und durch Drehen die Drahtwindungen richtig einstellen. Indess ist bei geringen Werthen φ der Beobachtungsfehler nicht gross, wenn man die Stromintensität I

$$I = const\, H\,.\, tg\,\frac{\psi + \psi_1}{2}$$

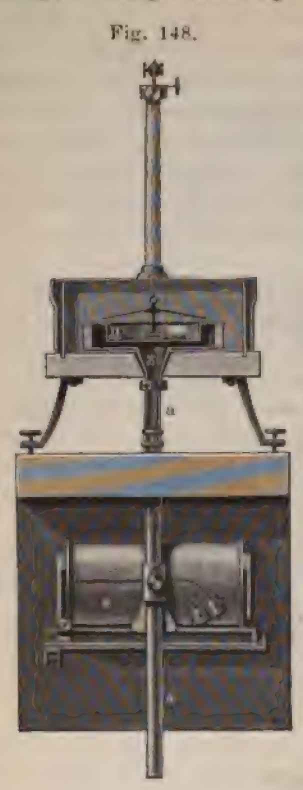
setzt. Der Fehler im Ablenkungswinkel beträgt, wenn $\varphi = 1$ bis 2^0 ist, für ψ zwischen 0 und 80^0 höchstens $^1/_2$ Minute, wenn $\varphi = 5^0$ ist, für ψ bis 60^0 nur etwa $2^1/_2$ Minuten im Maximum [1]).

---

1) Vergl. auch Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. 86, p. 1, 1853*.
Die ältere Tangentenbussole von Nervander (Lenz, Pogg. Ann. 59, , 1843*), Fig. 148, bestand aus einer, auf einer Theilung spielenden Magnetnadel ns, unter welcher sich in einiger Entfernung eine horizontal liegende Drahtspirale S befand, deren Axe mit der Richtung des magnetischen Meridians

253 Das Gesetz der Proportionalität der Stromintensität mit der gente des Ablenkungswinkels der Nadel der Tangentenbussole is richtig, so lange die Länge der Nadel verschwindend klein gege Durchmesser des sie umgebenden ringes ist. Sobald ihre Pole aus der desselben bedeutend hinaustreten, i Einwirkung des Stromes schwächer das auf sie ausgeübte Drehungsm ist nicht mehr proportional dem C ihrer Neigung gegen die Ringebene dern kleiner[1]).

Fig. 148.



Man hat daher versucht, durch sende Einrichtung der Tangentenb das Gesetz der Tangenten innerhalb lichst weiter Grenzen zur Geltung zu gen. Dies kann zunächst dadurch gesc dass man die Nadel sehr kurz Nach Weber[2]) sind die Tangente Ablenkungen der Nadel den Strom sitäten fast genau proportional, we Nadel nicht länger als $^1/_4$ des Dur sers des Drahtkreises ist.

254 In anderer Weise geschieht der von Helmholtz[3]) und Gaug angegebenen Tangentenbussole da dass man den Mittelpunkt der Nade mit dem Mittelpunkte des sie um den Drahtkreises zusammenfallen sondern ihn in einer gegen die

---

zusammenfiel. Diese Spirale S war an einem verticalen Stabe aa befest dem sie sich auf und nieder schieben und vermittelst eines conischen unter dem Aufhängepunkte der Magnetnadel um eine verticale Axe drehe Ein auf der Theilung spielender Zeiger gestattete die Drehungswinkel zu men. Wurde die Spirale um 90° aus der Ebene des Meridians gedreht u Strom hindurchgeleitet, so wurde die Nadel abgelenkt, und die Stromint entsprach der Tangente des Ablenkungswinkels.

Diesen Apparat hat namentlich Lenz zu einer Reihe von Versuche wendet. Neuerdings ist er indess durch die anderen Formen der Tan bussole völlig verdrängt worden.

[1]) Eine Berechnung dieser Abweichung von Hädenkamp in Gr Archiv 33, p. 217, 1854*. — [2]) W. Weber, Pogg. Ann. 55, p. 32, 18 [3]) Helmholtz hat das Princip dieser Bussole schon in der Sitzung de sikalischen Gesellschaft zu Berlin am 16. März 1849 mitgetheilt und zu de Zeit einen Apparat nach diesem Principe construirt und benutzt. — [4]) gain, Compt. rend. 36, p. 191, 1853*; Pogg. Ann. 88, p. 442*. — Eine Complication, wo ein die Nadel umgebender Kreis vom Radius c von dungen und daneben zwei conaxiale kleinere von dem Radius $c\sqrt{4/7}$

desselben senkrechten Richtung um die Hälfte des Radius verschiebt. Will man mehrere Drahtkreise anwenden, so müssen ihre Mittelpunkte sich in solchen Abständen von dem Mittelpunkte der Nadel befinden, dass stets die Radien der Kreise doppelt so gross sind, wie jene Abstände. Die Kreise liegen daher auf einem Kegelmantel, dessen Winkel φ an der Spitze so gross ist, dass $tg\,{}^1/_2\,\varphi = 2$ ist. Dieser Winkel beträgt mithin 2 mal 63° 26′, d. i. etwa 127°. — Zweckmässiger stellt man nach Helmholtz in gleichen Abständen zu beiden Seiten der Nadel solche Drahtkreise auf und leitet durch beide in gleicher Richtung den Strom. Die Tangentenbussole erhält mithin etwa die Einrichtung wie in Fig. 149.

Die Begründung der Richtigkeit des Tangentengesetzes bei dieser Einrichtung bis zu sehr bedeutenden Ablenkungen ergiebt sich aus den Rechnungen des §. 206 bis 210. Auch experimentell hat Gaugain die

Fig. 149.



Richtigkeit desselben hierbei bestätigt, indem er um einen Draht von 2 mm Durchmesser als Kern vier von einander isolirte Drähte in Schraubenwindungen von gleichem Gange aufwickelte, die so gewundene Spirale um eine kreisförmige Scheibe legte, und letztere der Magnetnadel so gegenüberstellte, dass der Abstand des Mittelpunktes der Scheibe von dem Mittelpunkte der Nadel gleich ihrem halben Radius war. Der Strom : durch einen oder mehrere der schraubenförmigen Drähte hinter

ndungen im Abstande von je $e\sqrt{3/7}$ von seiner Ebene aufgestellt sind, xwell, Treatise 2. edit. 2, p. 329*. Das Magnetfeld ist dann in einem o Raume gleichförmig.

einander geleitet, welche nach den Ampère'schen Beobachtungen einem ihrer Axe entsprechenden kreisförmigen Strome äquivalent sind; die Intensität des Stromes wurde durch Ein- und Ausschaltung von Compensationsdrähten in den übrigen Schliessungskreis constant erhalten. Das Tangentengesetz bewährte sich hierbei vollkommen.

Dass man durch Anwendung von zweimal zwei Drahtkreisen von geeignetem Durchmesser noch geringere Abweichungen vom Tangentengesetz erhält, als bei Anwendung von nur zwei Kreisen, folgt aus §. 208. Indess dürfte doch die mit letzteren zu erreichende Genauigkeit für fast alle Fälle vollkommen genügen.

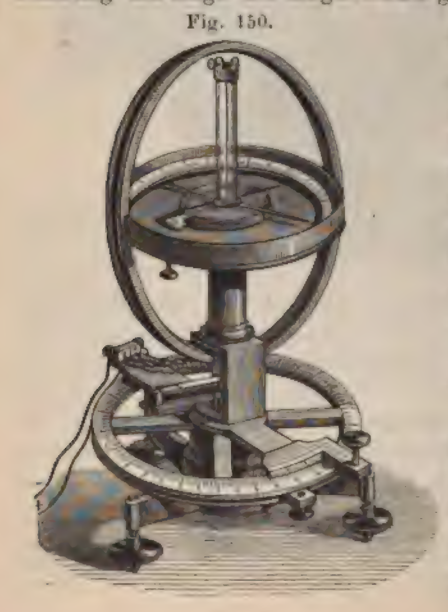
255 Da eine vom Strome durchflossene Spirale, welche ein Ellipsoid umgiebt, auf alle im Inneren befindlichen Punkte eine constante, gleiche Wirkung ausübt (vergl. §. 216), hat Riecke[1]) den Windungen diese ellipsoidische Gestalt gegeben, wobei die verticale Rotationsaxe a des Ellipsoides z. B. 30 mm, der horizontale Durchmesser b des grössten Kreisschnittes 120 mm betrug. Schwebt in demselben die Nadel, so sind die sie ablenkenden Kräfte den Intensitäten der durch die Windungen geleiteten Ströme proportional. Ist n die Zahl der Windungen auf der Längeneinheit der Spiralaxe, ist ferner

$$\lambda = a^2 / (b^2 - a^2) \text{ und } R = 2\pi\lambda(\lambda^2 + 1)\{arctg\, 1/\lambda - \lambda/(\lambda^2 + 1)\},$$

so ist die Directionskraft eines Stromes Eins gleich $n(4\pi - R)$.

256 Die Fehlerquellen, welche bei der Tangentenbussole aus der Veränderung der Lage der Magnetnadel gegen die Windungen des sie umgebenden Drahtes entspringen, hat man noch auf eine andere Weise zu vermeiden gesucht, indem man die Windungen auch während des Hindurchleitens des Stromes so stellte, dass die Nadel eine gleiche Lage dagegen bewahrte. Dies geschieht in der Sinusbussole[2]), welche mit den wesentlichen Verbesserungen von Poggendorff[3]) in Figur 150 dargestellt ist. Die Construction

Fig. 150.



[1]) Riecke, Wied. Ann. 3, p. ... 4, p. 226, 1878*. Auch Gaiff... (Compt. rend. 93, p. 561, 1881*; Be... 5, p. 89*) giebt den Windunge... elliptische Form. — [2]) Pou... Compt. rend. 4, p. 267, 1837*; ... Ann. 42, p. 284*. — [3]) Pog... dorff, Pogg. Ann. 50, p. 504, ... 57, p. 86, 1842*.

dieser Bussole, die Aufhängung der Magnetnadel in derselben u. s. f. entspricht völlig der Tangentenbussole. Nur ist das Stativ, welches die Bussole und die Drahtwindungen trägt, um seine Axe drehbar, und sein Drehungswinkel kann vermittelst eines mit Nonius versehenen, am Stativ befestigten Zeigers an einem getheilten Kreise abgelesen werden, der auf dem unteren, das Stativ tragenden Brette befestigt ist.

Eine andere Art der Construction der Sinusbussole, welche hierbei 257
zugleich auch als Tangentenbussole benutzt werden kann, und die sich

Fig. 151.



ihrer Festigkeit wegen namentlich für den Transport (für telegraphische Zwecke) eignet, ist die der von Siemens und Halske angegebenen Sinustangentenbussole, Figur 151. Der Drahtring *R* ist in eine kreisrunde Messingplatte *P* eingesetzt, welche in die, den Theilkreis *T* tragende Platte *Q* conisch eingedreht ist und in derselben durch die Elfenbeinknöpfe *h* gedreht werden kann. Auf derselben Platte steht die Bussole *M* mit dem besonderen Theilkreise T^1 und mit ihrer Magnetnadel, welche je nach der Anwendung des Apparates als Sinus- oder Tangenten-

bussole die Gestalt NS, Fig. 152 oder 153, hat. Auf der Nadel sin[d] Indices ii von Aluminium befestigt, welche mit derselben einen Win[-]kel von 90° bilden. Durch Heben und Senken eines Knopfes u könne[n] in der Bussole zu beiden Seiten der Nadel zwei Stifte in die Höhe ge[-]hoben werden, die sie hindern, zu weite Schwingungen zu machen.

Fig. 152.



Der Drahtring R ist mi[t] zwei Drähten von 1,339 mm und 0,25 mm Dicke umwun[-]den, von denen der erster[e] 16 Windungen, der letzter[e] etwa 1050 Windungen bilde[t]. Die Enden des dickeren Drah[-]tes sind mit den Klemmen K und K^4, die des dünneren mi[t] K^3 und K^2 verbunden. — Eine kleine Widerstandsroll[e], Fig. 154, kann zwischen K und K^1 in der Weise einge[-]schaltet werden, dass di[e] Klemme 0 der Widerstand[s-]rolle mit der einen jen[er]

Fig. 154.



Klemmen z. B. K^4, die Klemme 2, 5 oder 10 der Rolle mit der ander[en] Klemme K^1 verbunden wird. Zwischen den Klemmen 0 und 10, 5, 2 be[-]finden sich Drahtlängen, deren Widerstände sich zu denen des betreffen[-]

Fig. 153.



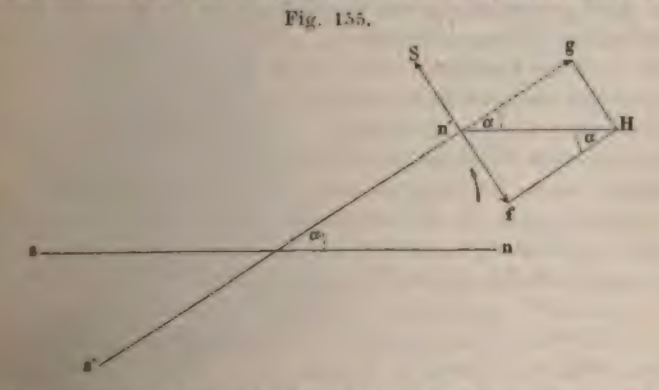
den Drahtes der Bussole wie 1 : 9, 1 : 4 und 1 : 1 verhalten. Durc[h] Einschaltung der Widerstandsrolle wird dann die Intensität des St[r-]

in der Bussole resp. auf $^1/_{10}$, $^1/_5$ und $^1/_2$ ihres Werthes im unverzweigten Theile des Schliessungskreises reducirt.

Bei der Messung der Stromintensität durch die Sinusbussole stellt 258
man die Drahtwindungen erst in die Ebene des magnetischen Meridians. Der Theilstrich des unteren Kreises, auf welchen der am Stativ befestigte Zeiger weist, ist als der Nullpunkt der Theilung zu betrachten. Man leitet nun den zu messenden Strom durch die Drahtwindungen und dreht sie der abgelenkten Nadel nach, bis dieselbe wieder, wie früher, in der Ebene der Windungen schwebt und auf den Nullpunkt der Theilung der Bussole weist.

Bezeichnet *ns*, Fig. 155, die Lage der Nadel im magnetischen Meridian ohne Einwirkung des Stromes; $n^1 s^1$ die Lage derselben, nachdem

Fig. 155.



sie durch den Strom abgelenkt ist und die Windungen ihr nachgedreht sind, also mit ihrer Ebene zusammenfallen, so wirkt die ablenkende Kraft des die Windungen durchfliessenden Stromes in der gleichen Richtung gegen die Nadel, welches ihre Ablenkung α auch sein mag. Das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment, welches wir durch die an dem Nordpole der Nadel wirkende, gegen ihre Axe senkrechte Componente $n^1 S$ darstellen wollen, ist also der Stromintensität direct proportional. Die Richtung und die Grösse der horizontalen Componente des auf den Pol n^1 wirkenden Erdmagnetismus sei durch $n^1 H$ bezeichnet. Ist die Nadel im Gleichgewichte, so muss die auf der Nadel $s^1 n^1$ senkrechte Componente dieser Kraft $n^1 f$ gleich $n^1 S$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α, so ist $n^1 S = n^1 f = n^1 H \sin \alpha$.

Die Intensität des Stromes ist also proportional dem Sinus des Winkels, um den man die Drahtwindungen der abgelenkten Nadel der ole nachdrehen muss, damit sie sich wieder in der Ebene der ersteren det.

Man kann bei der Sinusbussole die eine der beiden Theilungen ent- 259
n. Am zweckmässigsten kann man die untere Theilung fortlassen,

an welcher die Drehung des Stativs mit den Windungen bestimmt wird da man dann die Bussole auch als Tangentenbussole verwenden kann. Man stellt auf dem unteren Brette des Apparates einen verticalen Stab auf, der einen auf die Theilung unter der Nadel weisenden Zeiger trägt. Bei der Drehung der Windungen liest man vermittelst dieses Zeigers direct den Drehungswinkel auf jener Theilung ab. — Oder man öffnet nachdem man die vom Strome durchflossenen Windungen so eingestellt hat, dass sich die Nadel in ihrer Ebene befindet, den Schliessungskreis des Stromes. Die Nadel stellt sich dann wieder in den magnetischen Meridian, wie ohne Einwirkung des Stromes. Der Winkel, um den sie bei dieser Einstellung zurückgeht, ist dem Drehungswinkel der Windungen gleich.

Die Sinusbussole hat den grossen Vorzug vor der Tangentenbussole dass sie, völlig unabhängig von der Grösse und Gestalt der Nadel, von der Torsion des sie tragenden Fadens und auch der Gestalt des Drahtgewindes, richtige Resultate liefert, wenn nur die Nadel nach ihrer Ablenkung gegen das ihr nachgedrehte Drahtgewinde relativ die gleiche Lage einnimmt, wie vor derselben. — Sie hat dagegen die Unbequemlichkeit, dass man durch sie nur Ströme bis zu einer bestimmten Intensität messen kann. Ist die Kraft, mit der der Strom die Nadel aus seiner Ebene ablenkt, gleich der horizontalen Componente des Erdmagnetismus so müssen die Windungen um 90° aus der Ebene des Meridians gedreht werden, um die Nadel in ihre Ebene zu bringen. Bei weiterer Zunahme der Stromintensität schlägt die Nadel um. Um daher stärkere Ströme durch die Sinusbussole zu messen, darf man nur einen aliquoten Theil derselben durch den Draht der Bussole leiten, indem man zwischen den zu der Bussole führenden Drähten eine Zweigleitung anbringt.

260 Zur Messung der Intensität schwächerer Ströme dient das Galvanometer, bei welchem die ablenkende Wirkung des Stromes auf die Magnetnadel auf doppelte Weise verstärkt wird; einmal durch Vermehrung der Anzahl der dieselbe umgebenden Drahtwindungen; dann durch Anwendung eines Systems von zwei astatischen Magnetnadeln.

Fig. 156 zeigt die Enrichtung eines solchen Instrumentes.

Auf einem durch Stellschrauben horizontal zu stellenden Brette oder einer starken Messingplatte *a* dreht sich in einem conischen Zapfen eine Messingplatte *b*, auf die in der Mitte eine flache kreisrunde Büchse von Messing aufgelöthet ist. In diese Büchse kann ein kreisrundes Brett eingelegt werden, auf welchem der die Drahtwindungen tragende Rahmen, der Multiplicatorrahmen *l* befestigt ist. Derselbe besteht aus zwei verticalen Brettern *A*, Fig. 157, welche durch die horizontalen Leisten unter einander verbunden sind. Seitlich sind in die Bretter *A* horizontale Oeffnungen von der Höhe der Leisten *ab* eingeschnitten. Auf den letzteren sind zwei verticale Stäbchen *cd* aufgesetzt. In die Zwischenräume zwischen den Brettern *A* und den Stäbchen *cd* wird übersp

Kupferdraht gewunden. Man bezeichnet den mit den Drahtwin-
gen versehenen Rahmen mit dem Namen **Multiplicator**, welcher Namen zuweilen auch dem ganzen Galvanometer ertheilt wird. Dieser Multiplicator ist zuerst fast gleichzeitig von **Schweigger** und **Poggendorff** verwendet worden[1]).

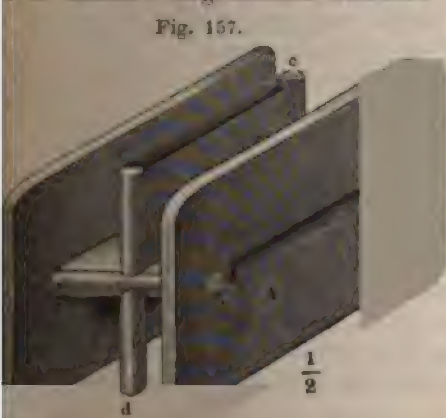
Fig. 156.



Die Enden der Drahtwindungen des Multiplicators sind mit Klemmschrauben *d*, *c*, Fig. 156, verbunden, welche auf die den Rahmen desselben tragende Holzscheibe aufgesetzt sind. — Von ihnen gehen besondere Drähte in einigen Spiralwindungen durch den die Messingscheibe *b* tragenden conischen, dazu durchbohrten Zapfen zu den Klemmschrauben *ff*, welche auf die Platte *a* isolirt aufgeschraubt sind. Man kann auf diese Weise leicht den Multiplicator mit einem anderen vertauschen.

Durch einen, unten an dem conischen Zapfen befestigten horitalen Hebel, oder vermittelst eines daran befestigten Zahnrades und r in dasselbe eingreifenden Schraube ohne Ende kann man die Messingplatte *b* im Kreise herumdrehen. Bei feineren Instrumenten trägt die Platte *a* eine Kreistheilung, die Platte *b* einen sich darauf verschiebenden Nonius, welche eine genaue Ablesung des Drehungswinkels gestatten.

Fig. 157.



Auf zwei diametral gegenüberstehenden Punkten der Messingplatte *b*, deren Verbindungslinie um 90° gegen die Ebene der Draht-

[1]) **Schweigger**, Allgem. Literaturzeitung 1820, Nov. Nr. 296*; Schweigg. J. p. 12, 1826*. **Poggendorff**, Erman's Umrisse p. 105*; Gilb. Ann. 67,

windungen geneigt ist, ist ein Messingbügel *h* aufgesetzt, welcher über dem Centrum des Rahmens eine Fassung *i* trägt, die bei feineren Apparaten durch drei seitliche Schrauben centrirt werden kann. Diese Fassung, Fig. 158, trägt einen Metallconus, welcher vertical von einem viereckigen Loch durchbohrt ist, in dem sich ein vierseitiges Stäbchen verschiebt, das oberhalb in einer Schraube endet. Auf letzterer dreht sich eine

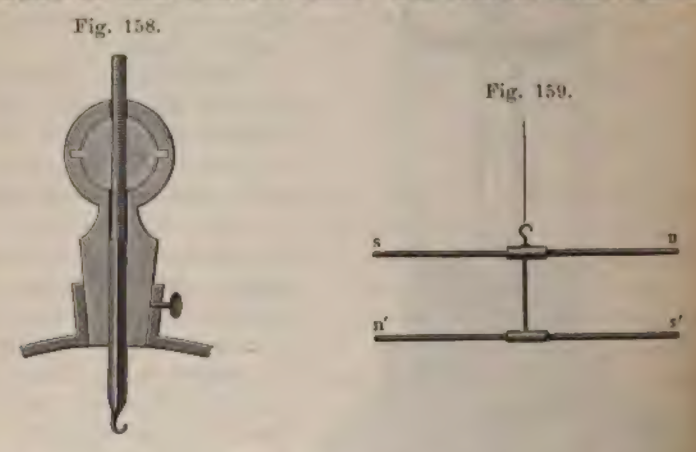


Fig. 158.

Fig. 159.

Messingkugel, die durch einen, über die Schraube übergreifenden Bügel an der Fassung festgehalten wird. Dreht man die Kugel, so hebt und senkt sich das mit der Schraube verbundene vierseitige Stäbchen, ohne sich dabei selbst drehen zu können. Unterhalb trägt es an einem Häkchen einen einfachen Faden von roher, in Seifenwasser abgekochter Seide, an welchen das astatische System der Magnetnadeln, Fig. 159, angehängt wird. Dasselbe besteht aus zwei möglichst gleichen und gleich stark magnetisirten Stahlnadeln *sn* und *s′n′*, welche einander parallel in zwei, in ein Elfenbeinstäbchen gebohrte, horizontale Löcher eingeschoben sind, so jedoch, dass ihre gleichnamigen Pole nach entgegengesetzten Seiten weisen. Das Elfenbeinstäbchen ist so lang, dass die eine der Nadeln in dem inneren Raum der Drahtwindungen des Multiplicators, die andere gerade über denselben frei hin- und herschwingen kann. Die obere Nadel selbst, oder besser ein mit ihr verbundener Zeiger bewegt sich auf einer auf den Multiplicatorrahmen aufgelegten Kreistheilung, deren Nullpunkt mit dem oberen Ende der Stäbchen *cd* des Multiplicatorrahmens zusammenfällt.

Auf den um 90° von dem Nullpunkt abstehenden Punkten des Multiplicatorrahmens befestigt man zwei sehr feine, verticale Glimmerblättchen

---

p. 422, 1821*. Die höchst zweckmässigen, hier so wie im Folgenden zu e nenden wesentlichen Verbesserungen der Einrichtung des Galvanometer E. du Bois-Reymond, siehe dessen Untersuchungen über thierische tricität **1**, p. 162 u. flgde. 1848* und **2**, p. 477 u. flgde. 1849*.

welche die Nadeln bei grösseren Ablenkungen am völligen Umschlagen hindern. Die seitlichen Oeffnungen des Multiplicatorrahmens, durch welche man die im Inneren desselben schwebende Nadel sehen kann, werden mit Glasplatten zugedeckt, die in eine an dem Rahmen angebrachte Nuth eingeschoben werden. Ebenso schützt eine auf den Rand der den Rahmen tragenden Messingbüchse gesetzte Glasglocke das astatische System vor Luftzügen. Diese Glasglocke hat oben zweckmässig einen flachen Boden. — Da durch Annäherung des Beobachters an den Apparat leicht in Folge der ungleichen Erwärmung desselben dennoch Luftströmungen in der Glasglocke entstehen können, die dem astatischen System eine Ablenkung ertheilen würden, kann man auf den flachen oberen Boden der Glocke einen ebenen Spiegel in einem Winkel von etwa 45° aufsetzen, und darin durch ein Fernrohr das Spiegelbild des getheilten Kreises und des darauf spielenden Zeigers des astatischen Systems beobachten.

Für die meisten Fälle stellt man den Multiplicator so, dass die Drahtwindungen der Ebene des astatischen Systems parallel verlaufen, der mit ihnen verbundene Zeiger also auf Null steht. Man regulirt die Stellung des Instrumentes durch die Stellschrauben, bis die Nadeln ganz frei schweben, und beobachtet beim Hindurchleiten des Stromes durch den Multiplicator ihre Ablenkung.

Nach dieser allgemeineren Beschreibung des Instrumentes sind einige speciellere Einrichtungen der einzelnen Theile desselben nachzutragen, wobei wir namentlich den Angaben von E. du Bois-Reymond (l. c. §. 260) zu folgen haben. 261

1. Der Multiplicator. Da das von den Drahtwindungen auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment um so grösser ist, je näher dieselben an den Nadeln liegen, so ist der innere Raum der Windungen so klein zu wählen, als es die freie Bewegung der Nadel gestattet. Eine Höhe von 4 mm ist völlig genügend. Die Länge des Raumes nimmt man auch nur wenig grösser, als die der Nadeln, etwa 40 mm. — Die äusseren Flächen der Leisten *ab*, Fig. 157, rundet man allerseits ab und formt ihren horizontalen Durchschnitt zu einem um die Drehungsaxe des Multiplicators gelegten Kreisbogen. Für viele Zwecke, namentlich wenn man die Intensität der Ströme nach den ersten Ausschlägen der Nadeln abschätzt, ist es genügend, wenn dieser Bogen etwa 40 bis 50° umfasst. Da nämlich das Drehungsmoment, welches durch einen Strom im Multiplicator auf die Nadeln ausgeübt wird, am stärksten ist, dieselben den Windungen des Drahtes möglichst parallel liegen, sen die Windungen auf einen Raum concentrirt werden, der die gewichtslage der Nadeln in nicht allzu weiten Grenzen umschliesst. nan bei grösseren Ausschlägen die Spitzen der Nadeln nicht aus rahtwindungen heraustreten lassen, so kann man, wie schon von

Nervander[1]) in seiner „Tangentenbussole" geschehen Rahmen des Multiplicators ganz kreisrund formen.

Mohr[2]) wickelt die Drahtwindungen hierbei parallel neben entweder auf eine flache kreisrunde Dose von Holz, in der di Nadel des astatischen Systems schwingt, und an der auf zwei di gegenüberliegenden Seiten zwei Zapfen befestigt sind, auf welche aufgeleimt werden; oder auch auf die äusseren Flächen zweier getrennter Halbkugeln *d*, Fig. 160, von Holz, welche gleichfalls chen befestigt werden, die halb an zwei Zapfen *zz* tragen. Diese Halbkugeln über die untere Nadel des ast Systems geschoben und die gewundenen Drähte mit verbunden. Mohr ersetzt Inneren der beiden Hal schwebende Nadel durch

Fig. 160.



parallele Nadeln, welche sich in ihrer Länge der inneren Ku anschliessen. Hierbei werden die Windungen des Drahtes ver mässig näher an die Nadeln gebracht, und bei einer geringeren Dr mehr Windungen um den Rahmen herumgelegt, aus denen di auch bei ihren grössten Ablenkungen nicht heraustritt.

In Betreff der Gestalt des Querdurchschnittes der Windung auch weiter unten.

262 Bei dem Aufwickeln des Drahtes auf den Multiplicator Fig. 157, klebt man um die Stäbchen *cd* Streifen von Postpapier verhindern, dass die Drahtwindungen und Fädchen ihrer Bespin den zum Durchschieben der Nadeln bestimmten Schlitz eintret steckt in denselben Messingplatten, welche man nach dem Wi Drahtes wieder entfernt.

Man wickelt auf den Multiplicatorrahmen zweckmässig d in zwei parallel neben einander liegenden Stücken zu Doppelwi auf und bezeichnet die Enden beider Stücke durch verschiedene Man kann dann den Strom zwischen beiden Windungsreihen Ein auf diese Art eingerichtetes Galvanometer bezeichnet man Namen: Differentialgalvanometer[3]).

Der zu den Windungen verwendete Draht muss weicher Draht von galvanoplastischem Kupfer sein. Silberdraht, welc besser leitet, ist zu kostbar. Der Draht wird mit weisser Sei sponnen. Grüne Seide ist meist eisenhaltig und bewirkt in Folg

---

[1]) Nervander, Ann. de Chim. et de Phys. 55, p. 160, 1833*. — Pogg. Ann. 99, p. 102, 1856*. — [3]) Dasselbe ist zuerst von Becqu gewandt worden. Ann. de Chim. et de Phys. 32, p. 422, 1826*.

seitliche Ablenkungen der Nadeln[1]). Ist der Draht sehr dünn, so wird er nur einmal übersponnen, da sonst der Seidenüberzug allzuviel Raum einnehmen würde. Der Draht wird sorgfältig gefirnisst, entweder vor dem Aufwickeln, oder nach dem Aufwickeln jeder Lage; man bedient sich dazu einer filtrirten Lösung von Copalharz in wasserfreiem Aether. Man wartet das völlige Trocknen des Firnisses vor dem Aufwinden einer neuen Lage ab.

Namentlich bei Anwendung dünnerer Drähte muss man sich während des Aufwindens überzeugen, dass der Draht keine Bruchstellen hat. Deshalb verbindet man sein eines Ende durch ein Galvanometer mit dem einen Pol einer Säule, den anderen Pol derselben mit einer feinen Nähnadel, welche man von Zeit zu Zeit durch die Umwickelung des Drahtes hindurchsticht. Das Galvanometer muss dann stets einen Ausschlag geben. Zerrissene Stellen werden sorgfältig gelöthet und mit ungedrehter Seide bewickelt.

Man verbindet auch bei Umwickelung des Rahmens mit zwei parallelen Drähten den einen Pol der Säule mit dem einen Ende des einen Drahtes und bringt die Nähnadel auf verschiedene Stellen des anderen parallelen Drahtes. Die Abwesenheit eines Ausschlages der Galvanometernadel zeigt die völlige Isolation beider Windungsreihen von einander an.

Es hat keine Schwierigkeit, zu bestimmen, ob man dickere oder dünnere Kupferdrähte in wenigen oder vielen Windungen in den gegebenen Raum des Multiplicatorrahmens einwinden soll, um bei Einschaltung des Galvanometers in einen gegebenen Schliessungskreis das Maximum der Ablenkung der Nadel zu erhalten. 263

Hierzu muss der Widerstand des Multiplicatorsdrahtes gleich dem der übrigen Schliessung sein (s. w. u.).

Hat man daher die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis sonst nur einen geringen Widerstand darbietet, z. B. von Thermoströmen, so verwendet man einen Multiplicator, welcher nur aus wenigen Windungen von dickem Draht oder nur aus einem dicken ⊐förmigen Kupferblech besteht. — Hat man die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis einen sehr grossen Widerstand hat, z. B. von Strömen, welche längere Flüssigkeitsschichten oder die Thierkörper durchlaufen, so wendet man Multiplicatoren mit langem dünnen Draht an. So hat E. du Bois-Reymond bei seinen Versuchen über die Nervenströme einen Multiplicator aus 24 160 Windungen von übersponnenem Kupferdraht von 0,13 bis 0,15 mm Durchmesser und … n Länge benutzt, und neuerdings legt man sogar noch mehr Windungen um den Multiplicatorrahmen.

---

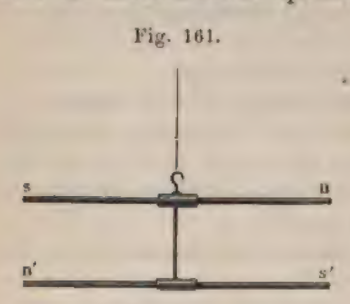
[1]) Vergl. Tyndall, On heat, p. 22, 2. ed. London 1865*; deutsche Ausgabe 1867, p. 28*.

Bedient man sich eines Differentialgalvanometers, so wird man hiernach unter verschiedenen Umständen die beiden Windungsreihen desselben neben oder hinter einander verbinden.

In vielen Fällen, namentlich bei der Messung von Strömen, welche durch elektrolysirbare Flüssigkeiten fliessen, bei denen an den Elektroden eine Polarisation auftreten kann, ist die Anwendung langer Multiplicatoren von Fechner[1]) empfohlen, da wegen des grossen Widerstandes derselben die Stromintensität, also auch die Polarisation nur gering ist, und so die Wirkungsabnahme der Kette langsamer erfolgt. — Da man bei solchen Multiplicatoren den Widerstand der übrigen Schliessung meist gegen den des Drahtes des Multiplicators vernachlässigen kann, so kann man bei Einschaltung verschiedener Elemente in den Schliessungskreis ihre elektromotorischen Kräfte mit Einschluss der etwaigen Polarisation den aus den Ablenkungen der Galvanometernadel berechneten Stromintensitäten direct proportional setzen[2]).

264 Das System astatischer Nadeln, Fig. 161. Ein System von zwei parallelen und einander entgegengerichteten Magnetnadeln wird durch die horizontale Componente des Erdmagnetismus nur mit einer Kraft gerichtet, welche der Differenz der magnetischen Momente beider Nadeln entspricht. Jeder Einfluss, welcher die eine oder andere der beiden verbundenen Nadeln ablenken würde, bewirkt daher eine Ablenkung, welche in demselben Verhältnisse zunimmt, als diese Kraft abnimmt. In dem astatischen System, welches für das Galvanometer verwendet wird, schwebt die obere Nadel über, die untere unter der oberen Hälfte und über der unteren Hälfte der Drahtwindungen. Die Drehungsmomente, welche von dem diese letzteren durchfliessenden Strom auf beide Nadeln ausgeübt werden, addiren sich, während die Wirkungen des Erdmagnetismus sich subtrahiren. Je mehr die magnetischen Momente beider Nadeln des astatischen Systems gleich sind, desto geringer wird die Richtkraft der Erde auf dasselbe. — Man muss deshalb bei recht empfindlichen Galvanometern die Nadeln möglichst gleich wählen. Man nimmt zwei gleiche englische Nähnadeln oder nach E. du Bois-Reymond zwei neben einander liegende Stücke eines Stahldrahtes, den man in einem Bügel ausgespannt, geglüht und gehärtet hat. Diese beiden Stücke werden in siedendem Leinöl angelassen. Ihre Länge kann etwa 30 bis 40 mm, ihre Dicke

Fig. 161.

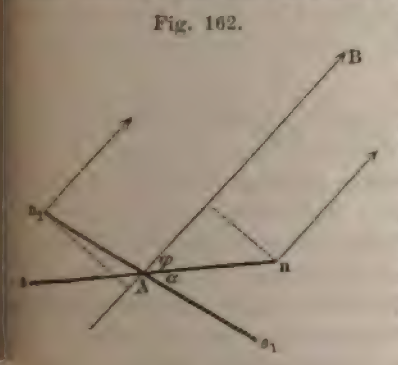


[1]) Fechner, Pogg. Ann. 45, p. 232, 1838*. — [2]) Vergleiche auch Ann. d. Chem. u. Pharm. 86, p. 1, 1853*.

ganz 1 mm betragen. Man setzt sie einander möglichst parallel in ein Verbindungsstück von Schildpatt oder Elfenbein so ein, dass die untere Nadel in der Mitte der Windungen, die obere dicht über denselben hängt. Das Verbindungsstück wird recht leicht genommen, damit sein Trägheitsmoment klein ist und ein momentaner Strom das System recht weit ablenkt. Die verbundenen Nadeln werden zwischen zwei Brettchen eingeklemmt und dann gleichzeitig an den beiden Polen eines hufeisenförmigen Magnetes oder Elektromagnetes bis zur Sättigung gestrichen. Man sucht dabei die obere Nadel etwas stärker zu magnetisiren. Man entzieht dieser stärkeren Nadel durch entgegengesetztes Streichen mit einem sehr schwachen Magnet (Nordpol mit Nordpol), oder nur durch Annähern eines kleinen Magnetes[1]) (weniger gut durch Abschleifen auf Sandstein[2]) einen Theil ihres Magnetismus, bis die Schwingungsdauer des Systems möglichst gross ist (etwa 30 Secunden oder mehr).

Wären die magnetischen Axen der beiden Nadeln einander voll- 265
kommen parallel, so würden sie bei dem geringsten Ueberwiegen des magnetischen Momentes der einen sich in die Ebene des Meridians einstellen, bei völliger Gleichheit des magnetischen Momentes aber in jeder Lage im Gleichgewicht sein, wenn nicht in den Nadeln durch die Einwirkung des Erdmagnetismus in ihren mehr oder weniger nach Nord gekehrten Enden nördlicher, in ihren entgegengesetzten Enden südlicher Magnetismus temporär erzeugt würde, und sie daher mit ihrer Ebene in der Ebene des magnetischen Meridians blieben. Nur wenn ihre Ebene auf der des Meridians normal wäre, wären sie in labilem Gleichgewicht. Da jene Bedingungen indess nie zu erreichen sind, so nimmt das astatische System mit wachsender Gleichheit der Nadeln eine gegen den Meridian geneigte Stellung ein. Man nennt diese Ablenkung die **freiwillige Ablenkung des astatischen Systems**[3]).

Fig. 162.



Wir wollen mit E. du Bois-Reymond[4]) annehmen, dass in den Nadeln durch den Einfluss des Erdmagnetismus zu ihren permanenten Magnetismen noch temporäre Magnetisirungen hinzutreten. Es seien die magnetischen Momente der Nadeln ns und $n_1 s_1$, Fig. 162, gleich M und M', wo $M > M'$; der Winkel zwischen den Axen der Nadeln sei

---

[1]) Gruel, Pogg. Ann. **136**, p. 640, 1865*. — [2]) Lenoir, Pogg. Ann. **123**, … 1864*. — [3]) Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. **43**, p. 148, 1830*; Ann. **20**, p. 216*. — [4]) E. du Bois-Reymond, Pogg. Ann. **112**, p. 1,

gleich α, der Winkel zwischen der stärkeren von ihnen und dem Meridian AB gleich φ; es seien ferner die in ihnen durch den Erdmagnetismus erzeugten temporären Momente, wenn sie dem Meridian parallel liegen, m und m', also ihre temporären Momente in ihrer betreffenden Lage $m \cos \varphi$ und $m' \cos (\varphi + \alpha)$; es sei endlich die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich Eins. Die gegenseitige magnetisirende Einwirkung der Nadeln auf einander möge vernachlässigt werden. Dann ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M + m \cos \varphi) \sin \varphi - [M' - m' \cos (\varphi + \alpha)] \sin (\varphi + \alpha).$$

Die Halbirungslinie des Winkels α mache mit der auf dem Meridian senkrechten Horizontallinie den Winkel β, so ist $\varphi = 90^0 - (\beta + {}^1/_2 \alpha)$. Setzt man dann noch $m = m' = m_0$, da der Stoff der beiden Nadeln nahezu derselbe ist, also ihre temporären Momente m und m' von einander nicht sehr verschieden sind, so ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M - M') \cos {}^1/_2 \alpha \cos \beta + 2 m_0 \cos \alpha \cos \beta \sin \beta$$
$$- (M + M') \sin {}^1/_2 \alpha \sin \beta.$$

Sind die Momente der Nadeln völlig gleich, also $M = M'$, so verschwindet das erste Glied, sind die Nadeln einander völlig parallel, also $\alpha = 0$, das dritte; sind endlich die temporären Momente m_0 zu vernachlässigen, das zweite Glied.

Die Gleichgewichtslagen des astatischen Systems sind erreicht, wenn $D = 0$ ist. Ob sie stabil oder labil sind, ist durch Betrachtung der Aenderung der Vorzeichen des Drehungsmomentes D zu ermitteln. Wir wollen dabei den Winkel β von 0 bis 360^0 in der Richtung zählen, welche der Nordpol der Nadel n beschreibt, wenn das astatische System aus der gegen den Meridian normalen Aequatoriallage in die Meridianlage übergeht. Die Aequatoriallagen treten also für $\beta = 0$ und 180^0, die Meridianlagen für $\beta = 90^0$ und 270^0 ein. Praktisch wichtig sind folgende Fälle:

1. $M = M'$ und $\alpha = 0$. Labiles Gleichgewicht des Systems für $\beta = 0$ und 180^0, stabiles für $\beta = 90$ und 270^0.

2. $\alpha = 0$ und $M > M'$. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = 90^0$. Kann $2 m_0 \cos \alpha \sin \beta > (M - M') \cos {}^1/_2 \alpha$ werden, so ist auch für $\beta = 270^0$ stabiles, im gegentheiligen Fall labiles Gleichgewicht.

3. $M = M' = M_0$. Ist einmal $m_0 \cos \alpha \cos \beta - M_0 \sin {}^1/_2 \alpha$ schon für sehr kleine Werthe von β negativ, so ist stabiles Gleichgewicht für $\beta = 0$ und labiles für $\beta = 180$. Ist $m_0 \cos \alpha \cos \beta - M_0 \sin {}^1/_2 \alpha$ schon für kleine Werthe von β positiv, so ist für $\beta = 0$ das Gleichgewicht labil; stabil dagegen für $\beta = \pm \alpha_1$, wo α_1 zwischen 0 und 90^0 liegt und sich letzterem um so mehr nähert, je kleiner α ist.

4. Alle drei Glieder von D bestehen. Stabiles Gleichgewicht $\beta = \alpha_1$, wo $\alpha_1 > \alpha$ zwischen 0 und 90^0 liegt. Labiles Gleichgew

für $\beta = 180 + \alpha_2$, wo $\alpha_2 < \alpha_1$ ist. Je nach dem Verhältniss der Kräfte kann auch noch im vierten Quadranten eine stabile Gleichgewichtslage für $\beta = 270 + \alpha_3$, eine labile für $\beta = 270 + \alpha_4$ eintreten, wo $\alpha_4 > \alpha_3$ ist. Ist $(M - M') \cos {}^1/_2\, \alpha = (M + M') \sin {}^1/_2\, \alpha$, so sind die Gleichgewichtslagen symmetrisch gegen einen Durchmesser, der um 45^0 von der Aequatoriallinie abweicht.

5. Wird m_0 immer kleiner, so finden sich im vierten Quadranten keine Gleichgewichtslagen; die anderen nähern sich im ersten und dritten Quadranten einem bestimmten Durchmesser, welcher erreicht wird, wenn keine temporäre Magnetisirung eintritt, also $m_0 = 0$ ist. Für diesen Fall ist die Gleichgewichtslage bestimmt durch die Gleichung

$$tg\,\beta = \frac{M - M_1}{M + M_1}\; ctg\; \frac{\alpha}{2}.$$

Je kleiner der Winkel α wird, desto mehr nähert sich β dem Werth 90^0, desto bedeutender ist also die Abweichung des Systems aus der Meridianlage.

Ist $M = M_1$, so wird $tg\,\beta = 0$, das Nadelpaar stellt sich senkrecht gegen den magnetischen Meridian [1]).

Hängt man ein astatisches System mit geringer Richtkraft in den 266
Multiplicatorrahmen ein, so dass die mittlere Längsrichtung der Nadeln den Windungen parallel ist, so bewahrt es dennoch meist nicht diese Ruhelage, sondern weicht nach rechts oder links um eine bestimmte Anzahl Grade aus, je nachdem es durch irgend eine ablenkende Kraft einmal auf diese oder jene Seite geführt worden ist [2]).

Der Grund liegt in dem Magnetismus des zum Multiplicator verwendeten Kupferdrahtes, welcher durch geringe Beimengungen von Eisen gesteigert wird, oder überwiegend in der Umspinnung des letzteren mit eisenhaltiger (grüner) Seide. In Folge dessen stellt sich das astatische System so ein, dass es der Resultante der magnetischen Anziehungen durch den Multiplicator und den Erdmagnetismus folgt. — Hat es gar keine Richtkraft in Folge des letzteren, so besitzt es in der den Windungen des Multiplicators parallelen Nulllage und in der zu dieser Lage normalen Einstellung labile Gleichgewichtslagen, dagegen stabile Gleichgewichtslagen, wenn seine Nadeln etwa in der Richtung der Diagonalen des Multiplicatorrahmens liegen. Es hat keine Schwierigkeit, die Grösse der ablenkenden Kraft der Drahtmassen bei verschiedenen Stellungen eines astatischen Systemes zu bestimmen, welches durch die erdmagnetische Richtkraft in einer bestimmten Ebene festgehalten wird.

Hängt man das System in das Multiplicatorgewinde hinein, so dass seine Ebene der Ebene der Windungen parallel ist, und wird es um den

---

[1]) Die letzteren Bedingungen sind schon von Moser, Dove's Repert. 1, 1837 und H. Lloyd, Transact. of the Royal Irish Academy, 22, (1) 1849 entwickelt worden. — [2]) Nobili, Mém. 1, p. 102.

Lage hinausgehen, addirt sich sogar der Zug des Erdmagnetismus und des Magnetes zu dem des Magnetismus der Windungen, um die Nadeln in dieselbe zurückzuführen. Die Compensation gestattet daher nur innerhalb enger Grenzen eine grosse Empfindlichkeit des astatischen Systems. Das astatische System hat ausserhalb dieser Grenzen der Ablenkungen eine stärkere Richtkraft, als für sich allein.

Eine andere Art der Compensation ist von Ruhmkorff[1]) ausgeführt. Oben auf die Fassung, an welche der das Nadelpaar tragende Coconfaden geknüpft ist, werden zwei in einer verticalen Ebene befindliche, lineare Magnetstäbe gesetzt, welche mit ihren oberen, ungleichnamigen Polen durch ein Charnier verbunden sind, so dass ihre unteren Pole etwa wie die Spitzen eines Zirkels um einen an einem Gradbogen messbaren Winkel von einander entfernt werden können. Durch richtiges Einstellen der Magnete kann die Compensation bewirkt werden. Zweckmässig ist es, wenn man Messungen mit dem Galvanometer anstellen und dasselbe graduiren (s. unten) oder als Sinusbussole benutzen will, die Magnete mit dem Multiplicatorrahmen so zu verbinden, dass sie seinen Drehungen folgen; dann bleibt die Compensation in gleicher Weise bestehen. — Diese Compensation ist schwerer ebenso vollständig zu erreichen, als die von Melloni, und leidet an denselben Mängeln.

268 Eine andere sehr zweckmässige Compensation ist von E. du Bois-Reymond[2]) angegeben. — Man befestigt an dem Nullpunkt der Theilung des Multiplicators die etwa 0,5 mm lange Spitze einer recht harten, stark magnetisirten Perlnadel in der Weise, dass ihr Zug die Ablenkung des Nadelpaares durch den Magnetismus der Windungen gerade aufhebt. In der Fig. 156, S. 257 ausgeführten Zeichnung des Galvanometers ist *o* ein die magnetische Stahlspitze tragender Arm von Messing, der durch die ausserhalb der Glasglocke *t* angebrachten Schrauben *l* und *m* nach rechts und links und vor und zurück geschraubt werden kann. In Folge ihrer geringen Dimensionen wirkt diese kleine magnetische Spitze nicht innerhalb weiterer Entfernungen auf die Nadeln, so dass ihre Oscillationen bei weiterer Elongation durch dieselbe nicht wesentlich beschleunigt werden, wie bei den oben beschriebenen Compensationen. Dagegen ist in der nächsten Nähe des Nullpunktes das astatische System verhältnissmässig etwas weniger empfindlich.

Bei den zuerst erwähnten Methoden lässt sich auch eine Ungleichheit der Nadeln, selbst bei bedeutenden Ablenkungen, durch den compensirenden Magnet ausgleichen; das System braucht daher für sich nicht sehr astatisch zu sein, wenn es nur durch den Magnetismus der Windungen noch aus der Nulllage abgelenkt wird. Bei der Methode E. du Bois-Reymond muss dasselbe schon für sich sehr astat

---

[1]) Ruhmkorff, s. Matteucci, Traité des phénomènes électrophysiologi p. 25, 1844*. — [2]) E. du Bois-Reymond l. c. 2, p. 491*.

sein, da bei etwas weiteren Elongationen die Astasie nicht mehr durch die Wirkung des kleineren Magnetes vermittelt wird.

Weniger zweckmässig ist die früher von Schröder[1]) und Melloni (l. c.) empfohlene Anwendung weicher Eisenstäbchen zur Compensation.

Bei längerem Gebrauche, namentlich wenn man etwas stärkere Ströme durch den Multiplicator eines Galvanometers geleitet hat, ändert sich häufig die Gleichgewichtslage des Nadelpaares, indem sich der Magnetismus seiner Nadeln ändert. Durch Verschiebung der compensirenden Magnete kann man die Nadeln immer wieder auf den Nullpunkt zurückführen.

Will man indess vergleichbare messende Versuche anstellen, so muss man auf die Aenderung der Richtkraft des astatischen Systems besondere Rücksicht nehmen. Ueberhaupt dürfte das Galvanometer nur noch in wenigen Fällen zur wirklichen Messung, sondern höchstens zur Schätzung der Intensität von Strömen verwendet werden, da die Spiegelapparate von den vielen Unbequemlichkeiten und Veränderungen frei sind, denen es unterworfen ist. Vielmehr dient das Galvanometer hauptsächlich zur Erkennung der Anwesenheit und Richtung von schwachen Strömen und in seiner Construction als Differentialgalvanometer zur Bestimmung von Widerständen (s. w. u.).

Will man ein Galvanometer mit astatischem System zur Messung von 269
Strömen von Reibungselektricität z. B. des Stromes der Influenzmaschine verwenden, so ändern die elektrostatischen Ladungen des Multiplicators leicht die Gleichgewichtslage des astatischen Systemes. Deshalb fügt Edlund[2]) die Magnetnadeln in horizontale kreisrunde Messingscheiben ein und befestigt eine solche auch noch über dem über der oberen Nadel angebrachten Silberspiegel, falls man mittelst Fernrohr und Scala die Ablenkungen beobachten will. Bei der so hergestellten, allseitigen Symmetrie des schwingenden Apparates wird der erwähnte störende Einfluss vermieden. Indess sind dabei doch kaum Entladungen zwischen den Drahtwindungen zu vermeiden. Man bedient sich also besser des §. 297 beschriebenen Spiegelgalvanometers mit Rollen von mit Kautschuk überzogenem Draht.

Statt der §. 260 erwähnten Aufhängung der Nadel und Bedeckung 270
des Galvanometers mit einer Glasglocke wird auch wohl der die Aufhängungsvorrichtung tragende Messingbügel fortgelassen, die hohe Glasglocke durch eine kürzere, nur etwa 1 cm über die obere Nadel reichende ersetzt, welche oben mit einem Messingrand versehen ist. Auf die Glocke [wird] eine in letzteren passende, in der Mitte durchbohrte Glasscheibe ge-

---

[1]) Schröder, Pogg. Ann. 54, p. 60, 1841*. — [2]) Edlund, Pogg. Ann. [...] 537, 1869*.

legt, welche in der Mitte eine etwa 20 cm lange und 1 cm weite Glas-röhre trägt, auf die oben eine Fassung zur Aufnahme der Schraub-vorrichtung zum Anhängen des Coconfadens gekittet ist.

271 Will man die Ablenkungen des astatischen Systems eines Galvano-meters oder des Magnetes einer Bussole einer grösseren Versammlung anschaulich machen, so kann man nach der Angabe von E. du Bois-Reymond[1]) an den Nadeln einen kleinen leichten Spiegel befestigen, den man z. B. aus einem versilberten oder einerseits verquickten mikro-skopischen Deckglase herstellt, und auf denselben durch einen Heliosta-die durch einen verticalen Spalt geleiteten Strahlen der Sonne oder di-Lichtstrahlen einer elektrischen Lampe, welche wegen der etwaigen Ein-wirkung des sie durchfliessenden Stromes auf die Nadel in hinlängliche-Entfernung vom Galvanometer aufgestellt ist, vermittelst einer Linse len-ken. Dem von dem Spiegel reflectirten Strahlenbündel wird ein weisse-Papierschirm entgegengestellt, auf welchem das von dem Strahlenbünde-gezeichnete helle Bild bei den Ablenkungen der Magnetnadel hin un-her wandert.

272 Man kann sich auch eines Galvanometers mit kurzem Glascylinde-(§. 270) bedienen, den Multiplicatorrahmen schmal machen, zu beiden Sei-ten in einem Kreissegment den Boden durchbrechen und daselbst durch eine Glasplatte mit Kreistheilung schliessen, auf welcher ein gegen di-Nadeln transversal gerichteter, an denselben befestigter und nach unte-gebogener Zeiger spielt[2]). Durch einen um 45° gegen den Horizont ge-neigten Spiegel wird das Licht eines Skioptikons u. s. f. von unten nac-oben durch das Galvanometer auf einen zweiten, oberhalb befindliche-ebenso geneigten Spiegel geworfen und ein Bild der Nadel durch zw-über und unter dem Apparat angebrachte Linsen auf einen Schirm projicirt. — Theilt man den Multiplicator in zwei neben der Nadel be-findliche Hälften und bringt die obere Theilung auf einer Glasplatte an, so kann man die Ablenkungen der Nadel direct projiciren[3]).

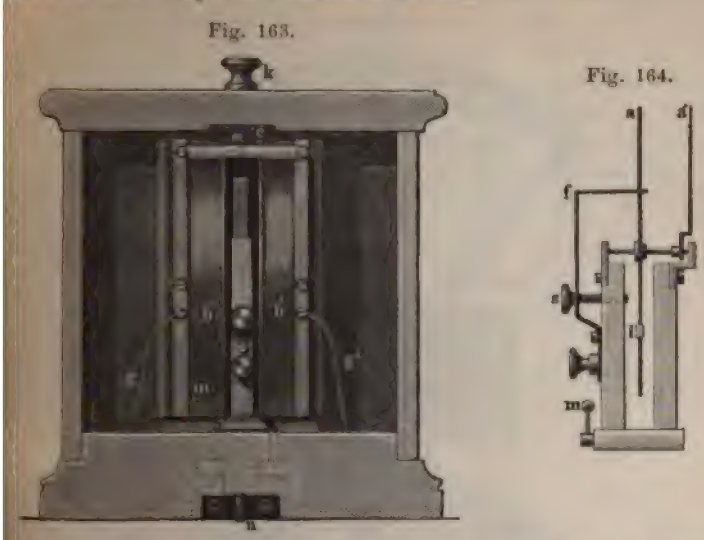
273 Zur Demonstration, wo es nicht auf Genauigkeit ankommt, eigne-sich auch die verticalen Galvanometer, Fig. 163 bis 166. Sie besteh-aus einem vertical gestellten Multiplicatorrahmen bb', in welchem zw-schen zwei Lagern an einer Axe oder auf einer Stahlschneide eine Ma-netnadel al schwebt, welche durch ein kleines Uebergewicht in der ve-ticalen Lage erhalten wird und vor dem Rahmen mit einem verticale-auf einer Kreistheilung spielenden Zeiger a' verbunden ist. Die Na-

---

[1]) Helmholtz u. E. du Bois-Reymond, Pogg. Ann. 95, p. 607, 1855*. — [2]) Alfred M. Mayer, Phil. Mag. [4] 43, p. 25*; Carl's Rep. 8, p. 1872*. Auch Duboscq, J. de Phys. 5, p. 218, 1876* und ähnlich Barke-Sillim. J. [3] 10, p. 207, 1875*; Phil. Mag. 4, p. 434, 1875*. — [3]) Niphe-Sillim. J. [3] 11, p. 111, 1876*.

kann mit einer zweiten parallelen und entgegengesetzt gerichteten, an derselben Axe befestigten und ausserhalb des Rahmens befindlichen zu einem astatischen System verbunden werden.

Fig. 163. Fig. 164.



Man kann an einem solchen Apparate auch zwei verschiedene ındungshälften anbringen, so dass bei geeigneter Stöpselverbindung

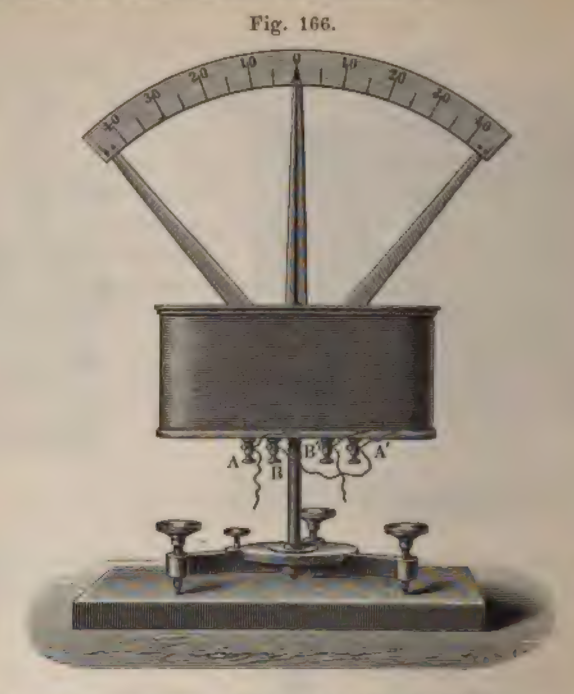
Fig. 165.



Strom den einen oder anderen Weg nimmt und dabei die Nadel nach ngesetzten Seiten ausschlägt. Graduirt man das Instrument Durchleiten von Strömen von verschiedener Intensität, welche z. B.

in Ampères bestimmt sein kann, so ist es hierdurch möglich, di keren Ströme durch Ausschläge nach der einen, die schwächeren Ausschläge nach der anderen Seite zu messen [1]).

Fig. 166.



Ein Verticalgalvanometer von Bourbouze [2]) mit horizontaler und verticalem Zeiger hat die Fig. 166 gezeichnete Einrichtung.

274 Sehr zweckmässig verbindet man beim Galvanometer die A dung eines astatischen Nadelpaares mit der der dämpfenden Kupf resp. der Spiegelablesung [3]).

Der Multiplicatorrahmen wird durch eine längliche, flache von Kupfer [4]) gebildet, welche der Länge nach durch einen ver Schnitt in zwei Hälften getheilt ist. Jede der Hälften ist mit Rande von Kupferblech versehen, innerhalb dessen sie mit dem M catordraht umwunden sind. Im Inneren enthalten diese Hälften länglichen Hohlraum für die untere Nadel des astatischen Systems den kupfernen Rand jeder Hälfte ist ausserdem die Hälfte einer de

---

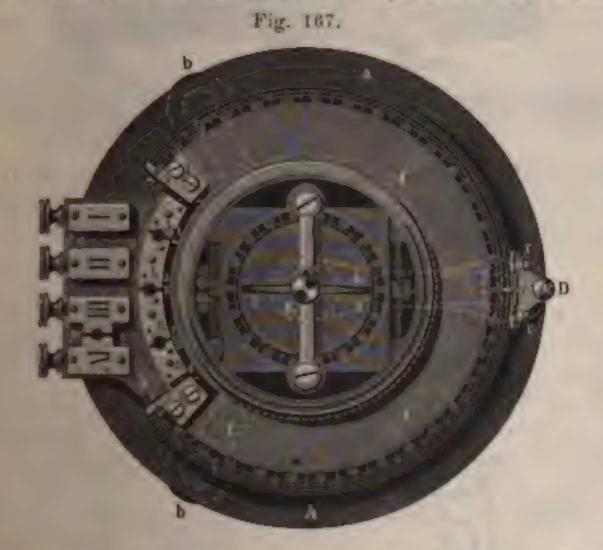
[1]) Vergleiche Böttcher, Zeitschr. f. angew. Elektr. 4, p. 215, 18 [2]) Bourbouze, Mondes 27, p. 448, 1872*; Carl's Rep. 8, p. 242*; sieh Thompson, Engineering Nov. 2, 1877*; Beibl. 1, p. 352*. — [3]) Vergl. nus, Pogg. Ann. 124, p. 479, 1865*. — [4]) Rothguss lässt sich leicht beiten als Kupfer, leitet und dämpft aber die Schwingungen schwächer.

ren ganz gleichen, kupfernen Dose aufgesetzt, welche in ihrem Inneren die obere Nadel des Systems aufnimmt. Beide Hälften passen genau an einander und können mittelst kupferner Schrauben fest zusammen gepresst werden. Sie sind an ihrer Berührungsstelle in der Mitte von oben nach unten zu einem kleinen cylindrischen Hohlraum zur Aufnahme des Verbindungsstabes des astatischen Nadelpaares ausgefeilt. — Die eine Hälfte des ganzen Apparates ist auf einem kupfernen Zapfen befestigt, der sich in einer kupfernen, mit drei Stellschrauben versehenen Scheibe dreht. Dieselbe trägt zugleich oben an einem starken Bügel ein Glasrohr mit Vorrichtung zur Aufhängung des astatischen Systems.

In Folge der Theilung des Apparates in zwei Hälften kann man das astatische System sehr leicht an seine Stelle bringen und herausnehmen.

Für praktische Zwecke hat W. Siemens[1]) ein leicht transportables 275
Instrument, das Universalgalvanometer, angegeben, mit welchem man

Fig. 167.

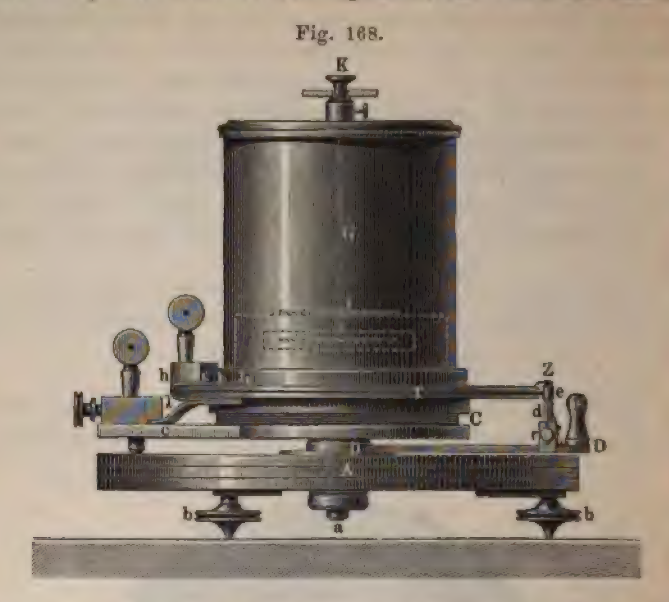


ohl elektromotorische Kräfte nach der Methode von du Bois-Reynd, als auch Widerstände nach der Methode von Wheatstone en, und welches man zugleich zur Strommessung als Sinusbussole nden kann. Dasselbe besteht, Fig. 167 bis 168, aus einer kreisgen, mit drei Stellschrauben versehenen Platte *A* von polirtem in deren Mittelpunkt sich auf einem verticalen, in eine Fassung chliffenen Zapfen *D* eine etwa 1 Zoll dicke Holzscheibe *C* dreht,

Werner Siemens, Dingl. J. **211**, p. 263, 1874*.

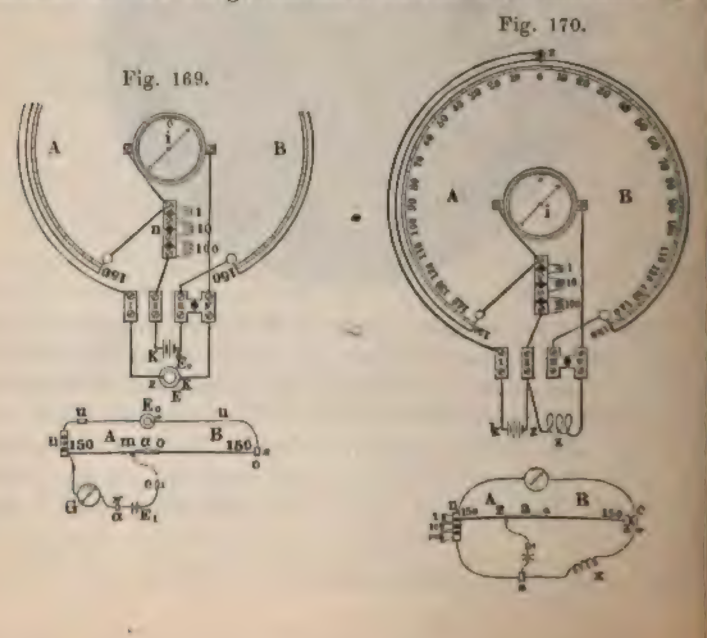
die den Fortsatz *c* hat, auf welchem vier mit Klemmschrauben sehene Metallplatten I bis IV befestigt sind, von denen III und IV

Fig. 168.



telst eines Metallstöpsels verbunden werden können. Auf der Holzsch ruht eine kreisrunde Schieferplatte, die über den Platten I bis IV geschnitten ist und ein gewöhnliches Galvanometer mit einer an ei

Fig. 169. Fig. 170.



onfaden hängenden astatischen Nadel trägt, welche letztere durch n kleinen Magnet compensirt werden kann, der an dem den Faden genden Knopf K befestigt ist. Die Nadel des Galvanometers wird ch Elfenbeinknöpfe, die 20° rechts und links von ihrer Nulllage angebracht sind, in ihren Schwingungen aufgehalten. Der Widerstand des Multiplicatordrahtes des Galvanometers beträgt 10 Quecksilbereinheiten. Neben dem Galvanometer befinden sich auf der Schieferplatte vier Metallplatten h_1 bis h_4, die durch Metallstöpsel mit einander verbunden werden können. In dieselben münden die Enden von Widerstandsdrähten W_1, W_2, W_3 von 1, 10 und 100 oder 10, 100, 1000 Quecksilbereinheiten, welche in eine, in die Scheibe C eingedrehte Nuth gewunden sind. W_1 geht von h_1 bis h_2, W_2 von h_2 bis h_3, W_3 von h_3 bis h_4. h_4 ist mit der Metallplatte II, h_1 und Metallplatte IV mit den Enden des Multiplicators des Galvanometers verbunden. — In die Peripherie der Schieferplatte ist

Fig. 171.



flache Nuth eingedreht, in welcher der bei Anwendung der Wheatstone'schen Methode zur Widerstandsmessung erforderliche Brückent bis zur Hälfte seines Durchmessers eingelegt ist. Seine Enden sind den auf der Schieferplatte befestigten Metallplatten l und l_1 verbun- von denen wiederum l mit h_1, l_1 mit III durch dicke Kupferstreifen unden sind. — Die Schieferplatte ist von der Mitte des Drahtes an beiden Seiten bis zu l und l_1 hin in je 150 Grade getheilt. — n den Draht schleift eine kleine, zwischen zwei Spitzen drehbare durch eine Feder gegen den Draht gedrückte Platinrolle, die an n auf den Zapfen D aufgeschobenen, durch den Knopf g drehn Arm befestigt ist. Ein daran befestigter Zeiger z spielt auf der lung der Schieferplatte. Der Arm ist mit der Metallplatte I verden.

Die Anordnungen des Apparates bei dem verschiedenen Gebrauch ben sich aus den beifolgend gezeichneten Schematen. Man stellt die l des Galvanometers ebenso wie die Platinrolle jedesmal erst auf betreffenden Nullpunkte.

1. Messung der elektromotorischen Kräfte, Fig. 169. Eine constante E_n wird mit II und III, die zu messende E_1 mit I und IV verden; h_1, h_2, h_3, h_4 werden durch Stöpsel mit einander vereint und die nrolle gedreht, bis das Galvanometer auf Null steht. Sodann wird n messende Säule durch eine Normalkette ersetzt und dieselbe Ein-

stellung vorgenommen. Steht dabei die Platinrolle resp. auf $\pm \alpha_m$ und $\pm \alpha_n$ von dem Nullpunkte der Theilung entfernt, so verhalten sich die elektromotorischen Kräfte

$$E_n : E_m = 150 \pm \alpha_n : 150 \pm \alpha_m.$$

2. Messung der Widerstände, Fig. 170. Die Schienen III und IV sind durch einen Metallstöpsel verbunden, ebenso einzelne der Platten h_1 bis h_4, so dass zwischen l und II nur ein dem zu messenden Widerstand möglichst gleicher Normalwiderstand w_n eingeschaltet ist. Der zu messende Widerstand $x = w_m$ wird zwischen IV und II, die Säule zwischen I und II eingefügt. Man dreht den Arm mit der Platinrolle, bis die Galvanometernadel auf Null steht. Befindet sie sich dann auf dem Theilstriche $\pm a$, so verhält sich

$$w_n : w_m = 150 \pm a : 150 \pm a.$$

3. Soll das Galvanometer zur Messung der Intensität I als Sinusbussole dienen, so werden die Platten h alle mit einander verbunden, und die Leitungsdrähte der Kette E, sowie des Stromkreises L in II und IV eingeklemmt, Fig. 171. Man dreht das Galvanometer auf seinem Zapfen, bis seine Nadel auf Null steht. Ist die an dem Zeiger z abgelesene Drehung des Galvanometers gleich γ, so ist $I = const\ sin\, \gamma$.

276 In vielen Fällen ist es wichtig, den **Widerstand der Multiplicatorwindungen** eines Galvanometers zu kennen. Zu dieser Bestimmung kann man sich der in Thl. I beschriebenen Methoden bedienen, indem man den Multiplicator wie jeden anderen Leiter behandelt und die Intensitäten der Ströme an einem besonderen zweiten Galvanometer oder an einer Tangentenbussole abliest.

Man kann auch den constanten Strom eines Thermoelementes bei zwei verschiedenen Temperaturdifferenzen seiner Löthstellen durch das Galvanometer leiten und jedesmal durch Einschalten von zwei Drähten vom Widerstande w_1 und w_2 sowie w_3 und w_4 die Ablenkungen seiner Nadel auf bestimmte Werthe bringen, welche den Intensitäten I_1 und I_2 entsprechen [1]).

Ist der Widerstand des Thermoelementes zu vernachlässigen, sind die elektromotorischen Kräfte desselben bei den beiden Temperaturdifferenzen der Löthstellen E_1 und E_2, ist der Widerstand des Galvanometers g, so hat man die vier Gleichungen

$$I_1 = \frac{E_1}{g + w_1} = \frac{E_2}{g + w_3}; \qquad I_2 = \frac{E_1}{g + w_2} = \frac{E_2}{g + w_4},$$

aus denen sich ergiebt

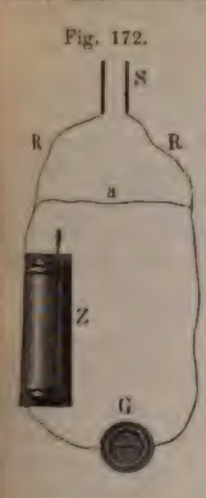
$$g = \frac{w_2 w_3 - w_1 w_4}{(w_1 + w_4) - (w_2 + w_3)}.$$

---

[1]) Henrici, Pogg. Ann. 63, p. 344, 1844*.

Man kann ferner den Strom einer Säule S, Fig. 172, zwischen einem 277
Draht a und einem Zweige theilen, der das Galvanometer G und den Rheostaten Z enthält.

Fig. 172.



Man bringt durch Einstellen des Rheostaten auf zwei Stellungen r und r_1 die Ablenkung der Nadel des Galvanometers auf zwei bestimmte Werthe, welche den Intensitäten I und I_1 des dasselbe durchfliessenden Stromtheiles entsprechen. Ist die elektromotorische Kraft der Säule E, der Widerstand des Galvanometers g, der Widerstand des Drahtes a gleich a, der Widerstand des unverzweigten Theiles der Schliessung R, so ist

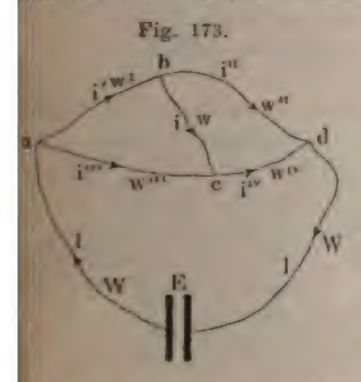
$$I = \frac{E}{R + \frac{a(r+g)}{a+r+g}} \cdot \frac{a}{a+r+g}$$

$$I_1 = \frac{E}{R + \frac{a(r_1+g)}{a+r_1+g}} \cdot \frac{a}{a+r_1+g}.$$

Ersetzt man den Draht a durch einen Draht vom Widerstande b, so müssen die Rheostatenlängen r und r_1 in ϱ und ϱ_1 umgeändert werden, um wiederum die den Intensitäten I und I_1 entsprechenden Ausschläge des Galvanometers zu erhalten. Man bekommt dann zwei Gleichungen für I und I_1, die von den oben angeführten sich nur dadurch unterscheiden, dass a durch b, r und r_1 durch ϱ und ϱ_1 ersetzt sind. Durch Elimination von a, b, E und R aus den vier Gleichungen erhält man

$$g = \frac{r\varrho_1 - \varrho r_1}{(\varrho - \varrho_1) + (r - r_1)} \text{ [1]}.$$

Fig. 173.



Schaltet man den Multiplicator eines Galvanometers in den Zweig bd der Wheatstone'schen Brücke, Fig. 173, ein, unterbricht die Brückenleitung bc durch einen Schlüssel und ändert die Widerstände der Zweige ab, ac, cd so lange ab, bis bei Einschaltung grösserer oder kleinerer Widerstände in die Brückenleitung bc der Ausschlag des Galvanometers unverändert bleibt, so fliesst durch die Brücke kein Strom und es verhalten sich die Widerstände der Zweige $w' : w'' = w''' : w^{iv}$, woraus sich

[1] Svanberg, Fortschritte der Physik, 1847, p. 361*. In ähnlicher Weise kann man auch den Widerstand der Brücke a und den des die Säule enthaltenden Zweiges R abändern, vergl. Grassi, Elettricista, 2, p. 84, 1878*; Beibl. 2, 571*.

der Widerstand w'' des Galvanometers herleiten lässt [1]), ohne dass
es von seiner Stelle zu nehmen braucht.

278 Die wesentlichste Anwendung des Galvanometers ist die, sich
der Anwesenheit schwacher galvanischer Ströme zu überzeugen un
Richtung derselben zu bestimmen. Am bequemsten geschieht das
tere, indem man zuerst die Richtung der Ablenkung des astatischen Sy
beobachtet, wenn man mit den zum Multiplicator führenden Leit
drähten eine Kupfer- und eine Zinkplatte verbindet und beide gleich
in reines oder schwach saures Wasser taucht. Beim Hindurchleiten
beliebigen galvanischen Strömen durch den Multiplicator kann man
den Ablenkungen nach Vergleichung mit der bei diesem Versuche e
tenen Ablenkung die Richtung der Ströme bestimmen.

Zuweilen hat man zu untersuchen, ob unter einer Reihe von Strö
die durch das Galvanometer geleitet werden, einzelne eine entg
gesetzte Richtung haben, wie die Mehrzahl der anderen, oder ob auf e
Strom von einer bestimmten normalen Richtung plötzlich ein Strom
der entgegengesetzten Richtung folgt. Zu diesem Zwecke dient die
Faraday zuerst angegebene einseitige Hemmung der Nadel [2]).
befestigt neben den beiden Enden der Nadel auf dem Multiplicatorral
auf der Seite, nach welcher die Nadel durch die normalen Ströme abge
werden würde, zwei feine Stiftchen, die sie hindern, dahin aus ihrer Gl
gewichtslage zu weichen. Wenn dann nach starken normalen Strö
ganz schwache, entgegengesetzt gerichtete folgen, so weicht die N
nach der freigelassenen Seite aus. Man muss sich indess vorher
zeugen, ob nicht die Nadel bei Unterbrechung des normalen Stromes
schon für sich eine entgegengesetzte Ablenkung zeigt, welche durch
Elasticität der Stiftchen und der Nadel bedingt sein könnte.

279 Eine zweite, indess viel beschränktere Anwendung des Galv
meters ist die zur Bestimmung der Intensität schwacher Ströme.
Bestimmung kann in doppelter Weise geschehen. Bei der ersten Met
stellt man die Drahtwindungen des Galvanometers normal zur
netnadel und bestimmt die Zahl der Schwingungen der letzteren,
mal, ehe der zu messende Strom durch die Windungen geleitet
und dann, während der Strom durch die Windungen fliesst. Man
den Strom hierbei in der Richtung durch die Windungen, dass
Schwingungszahl vermehrt, die Kraft, durch welche die Nadel schw
also vergrössert wird [3]).

Bezeichnet man die Intensität der horizontalen Componente de
magnetismus mit H, das magnetische Moment der Nadel mit M, di

---

[1]) W. Thomson, Proceed. Roy. Soc. 1871, Jan. 19*. — [2]) Fara
Exp. Res. Ser. 9, §. 1087, 1835*. — [3]) Fechner, Maassbestimmungen
1831*; Lehrbuch p. 150*.

tensität des um sie herumgeleiteten Stromes mit I, die Zahlen ihrer Schwingungen ohne und mit der Einwirkung des Stromes mit Z und Z_1, so hat man

$$Z = \sqrt{aMH}; \quad Z_1 = \sqrt{aM(H + bI)},$$

wo a und b Constante sind. Hieraus folgt

$$I = const\ (Z_1^2 - Z^2).$$

Nach dieser Formel kann man die relativen Intensitäten verschieden starker, durch die Multiplicatorwindungen eines Galvanometers geleiteter Ströme bestimmen. — Hierbei ist indess eine Fehlerquelle zu beachten. Da die Axe der Magnetnadel parallel der Axe der Drahtwindungen liegt, wird in ihr während des Durchganges des Stromes eine bestimmte Quantität von temporärem Magnetismus erregt, durch welche sie sowohl in Folge der erdmagnetischen Anziehung, als auch in Folge des auf sie wirkenden Stromes in den Windungen des Multiplicators schneller schwingt, als ohne diese Erregung. Meist ist diese Einwirkung beim Durchleiten schwächerer Ströme durch die Multiplicatorwindungen zu vernachlässigen, vollständig aber nicht, namentlich nicht bei Messung stärkerer Ströme und bei Multiplicatoren mit vielen Windungen. Als z. B. Fechner[1]) hinter einander denselben Strom durch zwei Multiplicatoren leitete, von denen der eine wenige Drahtwindungen und eine astatische Nadel, der andere 66 mal mehr Windungen und eine einfache Nadel besass, schienen die durch die Schwingungszahlen der Nadeln gemessenen Intensitäten bei dem letzteren Apparate schneller zuzunehmen, als bei dem ersteren, da bei der vielfachen Windungszahl des Multiplicators in jenem eine viel stärkere temporäre Magnetisirung der Nadel bewirkt wurde. — Innerhalb der Grenzen der Beobachtungen war diese temporäre Magnetisirung der Stromintensität ziemlich proportional. In diesem Falle würde in die Formel noch ein Glied mit I^2 einzuführen sein.

Die temporäre Magnetisirung der Nadeln fällt fort, wenn man ihre 280
Axen parallel der Ebene der Drahtwindungen macht und nach dem Hindurchleiten des Stromes durch Torsion des die Nadeln tragenden Fadens dieselben in ihre frühere Ruhelage zurückführt. Dies geschieht, indem man den Halter, an welchem der Faden befestigt ist, um seine Axe dreht. Liest man vermittelst eines an demselben befestigten Index an einer Kreistheilung den Drehungswinkel ab, so ist die Intensität des Stromes diesem Winkel direct proportional. Auf diese Weise hat z. B. Ohm (Bd. I. §. 344) seine Intensitätsbestimmungen gemacht. Indess dürfte man neuerdings diese Methode nur selten anwenden.

Zweckmässiger bestimmt man den Winkel, um welchen das asta- 281
tische System aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, in welcher letzteren

[1]) Fechner, Pogg. Ann. 55, p. 189, 1842*.

seine Ebene den Ebenen der Windungen des Multiplicatordrahtes parallel ist. Indess auch in diesem Falle darf man den Winkel nicht zu gross werden lassen, da dann wiederum eine temporäre Magnetisirung der Nadeln hervortreten kann[1]).

Innerhalb der ersten 10 bis 20 Grade kann man in vielen Fällen die Tangenten der Ablenkungen des astatischen Systems der Intensität der ablenkenden Ströme annähernd proportional setzen.

Ueber weitere Grenzen hinaus gilt aber das Tangentengesetz durchaus nicht, wie bei der Tangentenbussole, da die Windungen den Nadeln viel zu nahe liegen. Man muss dann zu genaueren Messungen das Galvanometer entweder wie die Sinusbussole verwenden, oder es graduiren. — Es hat hierbei keinen Einfluss, wenn das astatische System nicht in der Ebene des magnetischen Meridians schwebt, da man es sich stets durch einen kleinen, den grösseren Neigungswinkel der magnetischen Axen der verbundenen Nadeln in irgend einem Winkel theilenden und in der Ebene des Meridians befindlichen Magnet ersetzt denken kann, welcher aus seiner Ruhelage durch den Strom um eben so viel Grade abgelenkt wird, wie das astatische System selbst.

282 Wird das Galvanometer als Sinusbussole verwendet, d. h. wird der Multiplicator beim Hindurchleiten des Stromes dem Nadelpaare nachgedreht, bis seine Windungen dem letzteren wiederum parallel stehen, so kann man die Zunahme der Empfindlichkeit des Instrumentes mit wachsender Astasie des Nadelpaares folgendermaassen bestimmen: Die Drehungsmomente, welche ein Strom von der Intensität Eins in den Multiplicatorwindungen auf beide Nadeln, deren Momente M und M_1 seien, ausübt, wenn sie den Windungen parallel stehen, seien AM und BM_1. Ist die Intensität des Stromes I und sind die Windungen um den Winkel α gedreht, wenn sie dem abgelenkten Nadelpaare wieder parallel sind, so ist

$$(AM + BM_1)\, I = (M - M_1)\, H \sin\alpha,$$

wo H die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist.

Sind M und M_1 wenig von einander verschieden, so kann man $AM + BM_1 = CM$ setzen. Ist dann das Trägheitsmoment des astatischen Systems k, so ist die Schwingungsdauer desselben gegeben durch die Formel

$$T = \pi \sqrt{\frac{k}{(M - M_1)\, H}}, \quad \text{also} \quad \sin\alpha = \frac{C I M T^2}{k \pi^2}.$$

Unter sonst gleichen Verhältnissen nimmt also der Sinus des Ablenkungswinkels mit dem Quadrat der Schwingungsdauer des astatischen Systems zu[2]).

---

[1]) Vgl. Poggendorff, Pogg. Ann. 45, p. 385, 1838*. — [2]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. 90, p. 1, 1854*.

ll das Galvanometer als Tangentenbussole benutzt wer- 283
i. bei feststehenden Windungen die Intensität des Stromes aus der
ung des astatischen Nadelpaares bestimmt werden, so muss man
trument graduiren. Diese Graduirung kann auf verschiedene Weise
ommen werden.

nmal kann man nach Becquerel[1]) mit dem Multiplicator des
ometers eine Thermosäule, z. B. nach Art der von J. Regnauld
ten (Theil I, §. 625) verbinden und durch Erwärmen einer,
und mehrerer correspondirender Löthstellen die elektromotorische
mithin im vorliegenden Falle auch die Intensität des Stromes im
ungskreise auf das Doppelte, Dreifache, *n*fache steigern und die
Reihe von Intensitäten entsprechenden Ablenkungen der Galva-
rnadel bestimmen. Es wird hierbei vorausgesetzt, dass bei gleicher
raturdifferenz der Löthstellen die elektromotorische Kraft der ver-
nen Elemente der Thermosäule die gleiche ist, was nicht ganz
ist.

ne zweite, freilich nur bei empfindlichen Galvanometern anzuwen- 284
Methode ist von Melloni[2]) angegeben. Man verbindet mit dem
licator des Galvanometers eine Thermosäule nach Art der Fig. 89
, p. 276 gezeichneten. Man stellt vor ihren beiderseitigen Löth-
in etwas verschiedenen Abständen zwei Lampen auf, welche
ihre Strahlung die Löthstellen erwärmen und Thermoströme her-
n. Man hindert die Strahlung erst der einen, dann der anderen
durch einen zwischen dieselbe und die Thermosäule gestellten
und bestimmt die um einige Grade verschiedenen Ablenkungen
nd — α_1 der Nadel des Galvanometers. Man lässt nun beide
n zusammen strahlen, und erhält einen Thermostrom, dessen In-
t der Differenz der Intensitäten der ersten beiden Thermoströme
cht. Ist dann die Ablenkung der Nadel α_0, so weiss man, dass
en den Ablenkungen α und α_1 jeder Grad der Ablenkung der
gleichwerthig ist $\alpha_0/(\alpha_1 - \alpha)$ Graden der Ablenkung der Nadel
ullpunkte.

an wiederholt diese Versuche, indem man die Abstände der Lam-
einrichtet, dass die Ablenkungswinkel α_1 und α_2 werden, und
t so fort, bis man für jede Ablenkung der Nadel innerhalb $\pm 90^0$
erth jedes Grades bestimmt hat.

iese Methode giebt nur so lange richtige Resultate, als die in der
säule erregte elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz
öthstellen proportional bleibt, was nur innerhalb gewisser Tem-
rgrenzen anzunehmen ist.

Becquerel, Traité d'Électricité 2, p. 24, 1834*. — [2]) Melloni, Ann.
n. et de Phys. 53, p. 5, 1833*; Pogg. Ann. 35, p. 132*.

285 Ganz ähnliche Methoden sind von Becquerel[1]) und Nobili[2]) gegeben worden. Man wendet ein Differentialgalvanometer mit ganz gleichen Windungsreihen an und leitet einen constanten St durch die eine Windungsreihe; er bringe die Ablenkung α her Dann leitet man einen zweiten Strom durch die zweite Windungsr in entgegengesetzter Richtung. Er bringe die Ablenkung $-\alpha_1$ her Lässt man beide Ströme gleichzeitig durch beide Windungsreihen ge so zeige die Nadel die Ablenkung α_0. Dann ist die Differenz der lenkungen $\alpha_1 - \alpha$ der Ablenkung α_0 vom Nullpunkte an gle werthig. Leitet man beide Ströme (welche jetzt auch gleiche Inten haben können) in gleicher Richtung durch die Windungsreihen, so a ren sie ihre Wirkungen und geben die Ablenkung α_2. Man weiss d dass diese Ablenkung der Summe der beiden Ablenkungen α und beide vom Nullpunkte an gerechnet, gleichwerthig ist.

286 Eine andere, zweckmässigere Methode ist von Melloni[3]) be worden. Er leitet den Strom einer Thermosäule durch ein Galvanom und verbindet mit den Zuführungsklemmen desselben zwei Quecksil näpfe, in die er einen Draht einlegt, durch welchen ein Theil des Galvanometer durchfliessenden Stromes abgezweigt wird. Bringt nach einander durch verschiedene Erwärmung der Thermosäule, durch grössere Annäherung derselben an einen erhitzten Körper den schlag des Galvanometers vor der Abzweigung auf 5°, 10°, 15° u. und sind diese Ablenkungen nach Einschaltung des Zweigdrahtes α_5, α_{10}, α_{15} u. s. f., so verhält sich der Werth W_5 der ersten fünf G zu dem Werthe der ersten zehn Grade W_{10}

$$W_5 : W_{10} = \alpha_5 : \alpha_{10}$$

u. s. f. Man kann auf diese Weise die Werthe der grösseren Ablen gen auf den Werth der kleineren reduciren, so lange die Intensitä den Ablenkungen α proportional sind.

Aymonnet[4]) bringt die Thermosäule in verschiedene Abst von der Wärmequelle und schiebt zwischen beide einen diatherm Körper. Die Verhältnisse der jeweiligen Ablenkungen des Galvanom entsprechen jedesmal dem gleichen Verhältnisse der Stromintensitä

287 Bei anderen Methoden von Wheatstone[5]) muss der Wider des Multiplicators des Galvanometers bekannt sein.

1. Man leitet durch das Galvanometer den Strom einer const Säule und schaltet nach einander vermittelst des Rheostaten in

---

[1]) Becquerel, l. c. p. 20*; Ann. de Chim. et de Phys. 31, p. 374, 1 Pogg. Ann. 9, p. 346*. — [2]) Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. 43, p 1830*; Pogg. Ann. 20, p. 226*. — [3]) Melloni, La thermochrose, p. 59, N 1850*. — [4]) Aymonnet, Journ. de Phys. 8, p. 126, 1879*; Beibl. 3, p. 51 [5]) Wheatstone, Phil. Trans. 1843, 2, p. 327*; Pogg. Ann. 62, p. 540*.

Schliessungskreis bestimmte Widerstände ein, durch welche die Intensität des Stromes auf $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_4$ reducirt wird. Man stellt in einer Tabelle diese Intensitäten mit den jedesmal beobachteten Ablenkungen der Galvanometernadel zusammen.

2. Man leitet den Strom der constanten Säule durch das Galvanometer und bestimmt die Ablenkung. Man theilt sodann den Strom zwischen diesem und einem Drahte von gleichem Widerstande, so dass der Strom beide neben einander durchfliesst, fügt zu dem ungetheilten Schliessungsdrahte einen Draht hinzu, dessen Widerstand die Hälfte des Widerstandes des Galvanometers ist, und bestimmt wieder die Ablenkung. — Ist im ersten Falle die elektromotorische Kraft der Säule E, der Widerstand des Drahtes des Galvanometers g, der der übrigen Schliessung R, so ist die Intensität I des durch das Galvanometer fliessenden Stromes im ersten Falle

$$I = \frac{E}{R + g}.$$

Im zweiten Falle, wo nur die Hälfte des Stromes durch das Galvanometer fliesst, ist die Intensität in letzterem

$$I_1 = \frac{^1/_2 E}{(R + {^1/_2} g) + {^1/_2} g} = {^1/_2} I.$$

Die Ausschläge der Galvanometernadel entsprechen also dem Verhältnisse 2 : 1 der Stromintensitäten. Diese Bestimmung kann man bei Anwendung verschieden starker Ströme, also bei verschiedenen Ablenkungen der Galvanometernadel vornehmen und so das Instrument graduiren.

Praktischer sind folgende von **Poggendorff** und **Bosscha** angegebene Methoden. 288

Man bedient sich nach **Poggendorff**[1]) eines Galvanometers, bei welchem die Windungen um eine Axe drehbar sind, welche mit dem die Nadel tragenden Coconfaden zusammenfällt. Die Drehung der Windungen wird entweder an einem besonderen Theilkreise oder mittelst eines kleinen Zeigers abgelesen, welcher auf dem auf den Windungen befestigten Kreise einspielt.

Während sich die Windungen des Galvanometers in ihrer normalen Lage befinden, bei welcher die Nadel auf den Nullpunkt der auf ihnen angebrachten Theilung einspielt, leitet man einen constanten Strom von der Intensität I, z. B. den Strom einer Thermosäule oder eines constanten Elementes hindurch. Die Ablenkung der Nadel ns aus dem magnetischen Meridian NS, Fig. 174 (a. f. S), sei hierbei φ^0. Man dreht darauf die Windungen W des Galvanometers um verschiedene Winkel $+\ \psi_1$, $+\ \psi_2$,

---

[1]) **Poggendorff**, Pogg. Ann. **56**, p. 324, 1842*.

$+\psi_3, -\psi', -\psi'', -\psi'''$, gegen die Nadel ns hin oder von ihr zu
Man beobachtet den Theilstrich, auf welchen die Nadel auf dem au
Windungen befestigten und mit ihnen gedrehten Kreise weist. F
um $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3^0$ von dem Nullpunkte des Kr
entfernt. Die Neigung der Nadel gegen den
netischen Meridian NS beträgt also $\psi_1 +$
$\psi_2 + \varphi_2 \ldots$

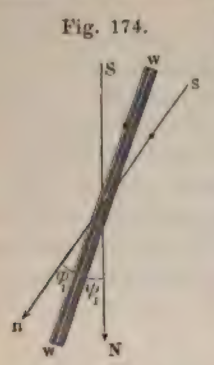


Fig. 174.

Dann sind die Drehungsmomente, welche
den die Windungen durchfliessenden Strom au
Nadel ausgeübt werden, proportional der St
intensität und einer noch unbestimmten Fun
des Winkels zwischen ihr und den Windu
also in den vorliegenden Fällen gleich, I
$If(\varphi_1)$, $If(\varphi_2)$ u. s. f. Die Drehungsmom
welche von dem Erdmagnetismus auf die Na
diesen verschiedenen Stellungen ausgeübt we
sind dem Sinus ihrer Neigungswinkel gegen den magnetischen Mer
proportional. Bezeichnet man die horizontale Componente des
magnetismus, multiplicirt mit einer von dem Magnetismus der
abhängigen Constante n mit m, so sind dieselben:

$$m \sin \varphi, \quad m \sin(\psi_1 + \varphi_1), \quad m \sin(\psi_2 + \varphi_2) \text{ u. s. f.}$$

Da sich die Nadel im Gleichgewichte befindet, so müssen die
der entgegenwirkenden Drehungsmomente durch die Wirkung des St
und des Erdmagnetismus einander gleich sein, also:

$$If(\varphi) = m \sin \varphi,$$
$$If(\varphi_1) = m \sin(\psi_1 + \varphi_1),$$
$$If(\psi_2) = m \sin(\psi_2 + \varphi_2).$$

Man kann demnach durch Bestimmung der Winkel φ und
Verhältniss der Drehungsmomente $f(\varphi)$ und $f(\varphi_1)$ u. s. f. bere
welche derselbe Strom in verschiedenen Winkelabständen der Nade
dem Nullpunkte des auf den Drahtwindungen befestigten Kreises au
selbe ausübt. Bezeichnet man das von einem bestimmten Strome vo
Intensität Eins in einem kleinen Winkelabstande von 1 bis 2° ausg
Drehungsmoment mit Eins, so kann man die, beliebig vielen an
Winkelabständen φ_n entsprechenden, von demselben Strome Ein
geübten Drehungsmomente $f(\varphi_n)$ hiernach in einer Tabelle zusam
stellen.

Benutzt man nun das Galvanometer, während seine Windunge
in der normalen Lage befinden, zur Messung der Intensität I_1
Stromes, und wird durch denselben die Nadel um φ_n^0 abgelenkt,
das von diesem Strome auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment I_1
wo der Werth $f(\varphi_n)$ der nach obigen Regeln entworfenen Tabelle

ehmen ist. Das entgegenwirkende gleiche Drehungsmoment des Erdmagnetismus ist $m \sin \varphi_n$, und man erhält demnach:

$$I_1 = \frac{m \sin \varphi_n}{f(\varphi_n)}.$$

Es hat keine Schwierigkeit, nach dieser Formel eine andere Tabelle u entwerfen, in welcher neben den verschiedenen Ablenkungen der Nadel des Galvanometers die ihnen entsprechenden relativen Intensitäten r ablenkenden Ströme aufgeführt sind.

Eine andere, noch einfachere, von Bosscha[1]) vorgeschlagene Me- 289
hode der Graduirung des Galvanometers beruht auf seiner allgemeinen Methode, vermittelst deren man das Drehungsmoment d_1, welches in beliebiger Stromesleiter A_1 auf eine Magnetnadel ausübt, mit dem Drehungsmomente d eines anderen Leiters A unmittelbar vergleichen ann (vergl. §. 217).

Will man mittelst dieser Methode ein Galvanometer graduiren, so erzweigt man den Strom einer Säule zwischen dem Drahte A desselben nd einem zweiten beliebigen, festen Leiter, z. B. einer Drahtspirale A_1. Man nähert die letztere der Nadel des Galvanometers so weit, bis dieelbe auf ihre Nulllage zurückgeführt ist. Man kann dann durch Einschalten eines Drahtes von bekanntem Widerstande l in den Stromzweig s Galvanometers und einer solchen Rheostatenlänge l_1 in den Zweig r Spirale A_1, dass die Nadel wieder auf Null steht, das Verhältniss der rehungsmomente d und d_1 des Galvanometerdrahtes und der Spirale stimmen. Es ist: $d : d_1 = l : l_1$.

Dreht man jetzt den Multiplicator des Galvanometers um einen Wind α, führt erst durch Einschaltung von Widerständen bei unveränderr Lage der Spirale die Nadel auf Null und dann durch Einschaltung e Widerstände l und l_a in den Galvanometerzweig und den Kreis der pirale nochmals auf Null, so ergiebt sich jetzt das vom Multiplicator f die Nadel ausgeübte Drehungsmoment: $d_a : d_1 = l_a : l_1$.

Daraus folgt:

$$d_a = d \frac{l_a}{l}.$$

Wäre die Intensität des durch das Galvanometer gemessenen Stromes rect proportional der Tangente des Ablenkungswinkels ihrer Nadel, müsste $d_a = d . \cos\alpha$ sein. Ist der aus der letzten Gleichung berechte Werth d_a ein anderer, so dass aus demselben $d_a = C . d . \cos\alpha$ lgt, so ist die Stromintensität i, welche der Ablenkung α entspricht, $= const \sin\alpha / d_a = const\, tg\,\alpha / d\, C$ zu setzen. Man kann den zur Correction lerlichen Factor C für beliebig viele Ablenkungswinkel α der Nadel

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. 93, p. 402, 1854*.

aus der Ebene der Windungen des Galvanometers bestimmen. — selbe Methode lässt sich selbstverständlich in ganz gleicher Weise die Graduirung einer gewöhnlichen Tangentenbussole verwenden.

290 Man kann auch sehr bequem mittelst der von E. du Bois-R mond angegebenen Drahtcombination (Thl. I, §. 631 Anmerk.) vers dene aliquote Theile eines Stromes durch das Galvanometer leiten die erhaltenen Ausschläge mit den berechneten Stromintensitäten gleichen [1]).

Durch die Einführung der Spiegelbussolen ist die Anwendung di immerhin mühevollen Graduationsmethoden des Galvanometers we lich beschränkt worden.

291 Will man durch das Galvanometer die relative Gesammtinten sehr kurz dauernder Ströme, z. B. von Inductionsströmen bestim welche im Verhältniss zu der Schwingungsdauer der Nadel sehr sc verlaufen, so stellt man die Nadel parallel den Windungen. Wird selbe durch den momentanen Strom um den Winkel α nach der ei Seite fortgeschleudert, so ist ganz ähnlich wie bei dem Ausschlag e vertical hängenden Pendels bei einem horizontalen Anstoss die Gesammtintensität I des Stromes proportionale Kraft

$$I = \int i . dt = const\ (1 - \cos \alpha) = const\ \sin {}^1/_2\, \alpha,$$

wo i die Intensität des Stromes in jedem einzelnen Zeitelement dt In England pflegt man dieses Verfahren mit dem Namen der „balli schen Methode“ zu bezeichnen.

Das Galvanometer ist nicht geeignet, die mittlere Intensität e Reihe schnell auf einander folgender und abwechselnd gerichteter Str von kurzer Dauer zu bestimmen, da dabei das Phänomen der do sinnigen Ablenkung der Magnetnadel eintritt (vergl. §. 189).

292 Ausser den Intensitätsbestimmungen kann man mit dem Galv meter auch ohne besondere Messungen der Stromintensität Wid standsbestimmungen vornehmen. Man bedient sich hierzu be ders des Differentialgalvanometers. Das Wesentliche hierüber haben schon Thl. I, §. 429 mitgetheilt. Da sich indess alle mit letzte Apparat auszuführenden Messungen viel einfacher mit Hülfe der Wh stone'schen Drahtcombination ausführen lassen, so sind wir nicht cieller auf den Gegenstand eingegangen. — Wir haben schon dort geführt, dass das Differentialgalvanometer in sofern kein sehr zu lässiges Instrument ist, als die beiden Windungsreihen beim Hind

---

[1]) Siehe u. A. auch Grassi, Elettricista 3, p. 84, 1878*; Beibl. 2, p. Eine ähnliche weniger empfehlenswerthe Methode von Petrina, Pogg. 57, p. 111, 1842*.

iten des gleichen Stromes selten ein ganz gleiches Drehungsmoment uf die Magnetnadel ausüben. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man denselben Strom hinter einander in entgegengesetzter Richtung durch beide Windungsreihen leitet. Dabei tritt fast stets eine Ablenkung der Magnetnadel ein. Am besten kann man noch die Drehungsmomente der beiden Windungsreihen gleich machen, wenn man nach Poggendorff die Drähte derselben vor ihrer Umwindung auf den Multiplicatorrahmen zusammendrillt, oder wenn man die Drähte in recht grossen Kreisen um die Nadel legt, wo dann die geringen Verschiedenheiten ihrer Lage gegen ihren Abstand von der Nadel verschwinden. Auf diese Weise hat Hankel[1]) sein Differentialgalvanometer construirt, in welchem ein kleiner, 3 Zoll langer Magnetstab in der Mitte eines Drahtkreises von 3 Fuss Durchmesser schwebte, welcher aus zwei parallelen Drähten von je 286 Fuss Länge und 0,14789 Zoll Durchmesser in 28 Umwindungen gebildet war.

Sind die Drehungsmomente d und d_1, welche die beiden Windungsreihen w und w_1 des Differentialgalvanometers auf die Nadel ausüben, nicht gleich gross, so kann man ihr Verhältniss nach der §. 289 beschriebenen Methode bestimmen. Wird dann der Strom einer Säule in entgegengesetzter Richtung durch die neben einander geschalteten Windungsreihen verzweigt, durch einen in den einen Zweig w_1 eingeführten Rheostaten die Ablenkung der Nadel auf Null gebracht, und darauf in den Zweig w ein Draht von näher zu bestimmendem Widerstand r eingeschaltet, so kann man durch Einfügung der Rheostatenlänge r_1 in den anderen Zweig w_1 die Nadel wieder auf Null zurückführen. Dann verhält sich: $r : r_1 = d : d_1$.

Auf diese Weise könnte man nach Bestimmung des Verhältnisses von ..zu d_1 auch den Widerstand r des untersuchten Drahtes in Rheostatenlängen bestimmen. Ist das Drehungsmoment d_1 der Windungsreihe w_1 ..hr gross gegen das der anderen w (indem z. B. die letztere weiter von ..r Nadel entfernt ist, als die erstere), so kann man Widerstände von ..r langen und dünnen Drähten durch einen verhältnissmässig kleinen ..eostaten bestimmen[2]). Indess würde man nicht sicher sein, wenn .. Drehungsmomente beider Windungsreihen auf die Nadel bei ihrem ..nde auf Null ein bestimmtes Verhältniss haben, dass dasselbe Ver..tniss beibleibt, wenn die Nadel ein wenig nach der einen oder ande.. Seite von der Nulllage absteht, wie es gewöhnlich bei den Versuchen .. Fall ist, namentlich wenn die Windungen sich nahe an der Nadel ..den und letztere gegen ihren Durchmesser gross ist. Diese Bestim..ngsmethode hat somit mehr einen historischen Werth.

.. Zweckmässig kann man auch nach Compensation des Widerstandes .. einen Zweige durch den Rheostaten im anderen ersteren durch eine

---

.. Hankel, Pogg. Ann. 69, p. 256, 1846*. — [2]) Bosscha l. c.; vergl. auch ..ndorff, Monatsber. der Berl. Akad. 1844, p. 403.

zweite Rheostatenlänge l ersetzen, bis wieder die Nadel auf Null steht; dann ist $r = l$.

293 Um sehr schwache, schnell verlaufende Ströme zu erkennen, kann man endlich unter einer Magnetnadel eine horizontal liegende Spirale anbringen, in der ein völlig unmagnetischer Stahldraht liegt, und deren Axe auf der Nadel senkrecht steht. Wird der Draht durch den Strom magnetisirt, so wird die Nadel abgelenkt[1]).

294 Wir haben im Vorhergehenden die Einrichtung und die Benutzung des Galvanometers specieller behandelt, weil dasselbe in dieser oder jener Art immer noch von einzelnen Physikern verwendet wird. Indess hat dasselbe, ebenso wie die Tangenten- und Sinusbussole, viel von seiner Bedeutung verloren, da durch die Einführung der Spiegelablesung die an den elektromagnetischen Messapparaten zu beobachtenden Ablenkungen auf so kleine Winkel reducirt werden können, dass innerhalb derselben bei unveränderter Stellung des die Ablenkungen einer Magnetnadel bewirkenden Drahtgewindes die ablenkenden Kräfte den Tangenten jener Winkel und häufig mit genügender Annäherung ihnen selbst proportional gesetzt werden können.

Man kann in dieser Art das §. 233 beschriebene Magnetometer von W. Weber verwenden, um dessen Rahmen man mehrfache Lagen von Drahtwindungen gelegt hat. Zweckmässig ist es, wenn man zwischen den Magnet und den Rahmen verschieden dicke, in sich geschlossene Kupferbleche schieben kann, um so die Schwingungen je nach Bedarf mehr oder weniger stark zu dämpfen.

Indess ist diese Dämpfung für die meisten Fälle, wo es sich um Messung constanter Ströme handelt, nicht genügend. Für Messung kurz dauernder Ströme, z. B. von Inductionsströmen, ist das Trägheitsmoment des Magnetes zu gross.

295 Besser lässt man den Magnet in der Form gewöhnlicher Magnetnadeln an einem Faden in einer parallelepipedischen dicken Kupferhülse mit oblongem Hohlraum (ähnlich wie bei dem Galvanometer) schweben und umwickelt diese Hülse mit dem Draht. — Stellt man die Hülse mit den Windungen vertical auf, so dass ihre Ebenen im magnetischen Meridian bleiben, und ersetzt den Magnet durch eine Anzahl kurzer, übereinander an einem Stäbchen befestigter Magnetnadeln, so ist der Ap-

---

[1]) Melsens, Dingl. Journ. **222**, p. 236, 1876*. Das Princip dieses Rh... elektrometers ist bereits von Marianini gegeben. — Basso (Atti di To... **17**, 26. Febr., 14. Mai 1882*; Beibl. **6**, p. 808*) hat einen Apparat zur ...messung angegeben, bei welchem ein langer, nordsüdlich gerichteter, von ... durchflossener Draht über einer Magnetnadel gehoben oder gesenkt wird, ... das Maximum der Ablenkung α zeigt. Bei sehr langem Draht ist dann ...tensität $I = const \sin \alpha \, tg \, \alpha$. Dieser Apparat ist nicht so bequem zu han... wie die übrigen.

at empfindlicher; auch ändert sich die Dämpfung weniger, da die Nadeln bei der Ablenkung ganz innerhalb des Kupfermantels bleiben [1]).

Diese Einrichtung kann man auch auf die Anwendung eines astatischen Nadelpaares übertragen. Man befestigt an den dasselbe tragenden Elfenbeinstab oben einen kleinen Glasspiegel, welcher in der Thl. I, §. 43 gezeichneten Weise in einer einseitig geöffneten Holzhülse hängt.

Eine andere Einrichtung mit starker Dämpfung rührt im Wesentlichen von W. Weber [2]) her. Er hat einen kleinen magnetisirten Stahlspiegel an einem Coconfaden in einer dicken hohlen kupfernen Kugel aufgehängt, so dass seine magnetische Axe horizontal war. Die Kugel hatte auf einer Seite eine Oeffnung, durch welche man vermittelst eines Fernrohrs das Spiegelbild einer Scala im Spiegel betrachten konnte. Vor der Kupferkugel, senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridians, wurde in verschiedener Entfernung ein Drahtring aufgestellt, durch den ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher den Stahlspiegel ablenkte. Die Ablenkungen wurden an der Scala abgelesen. 296

Man kann bei diesem Apparat den Drahtring so aufstellen, dass der Abstand der Mitte des Spiegels von seiner Ebene gleich der Hälfte seines Radius ist. Dann vereint man die Vortheile des Princips von Helmholtz und Gaugain mit denen der Spiegelablesung.

Ein vom Verfasser construirtes Spiegelgalvanometer mit starker Dämpfung hat die folgende Einrichtung erhalten: 297

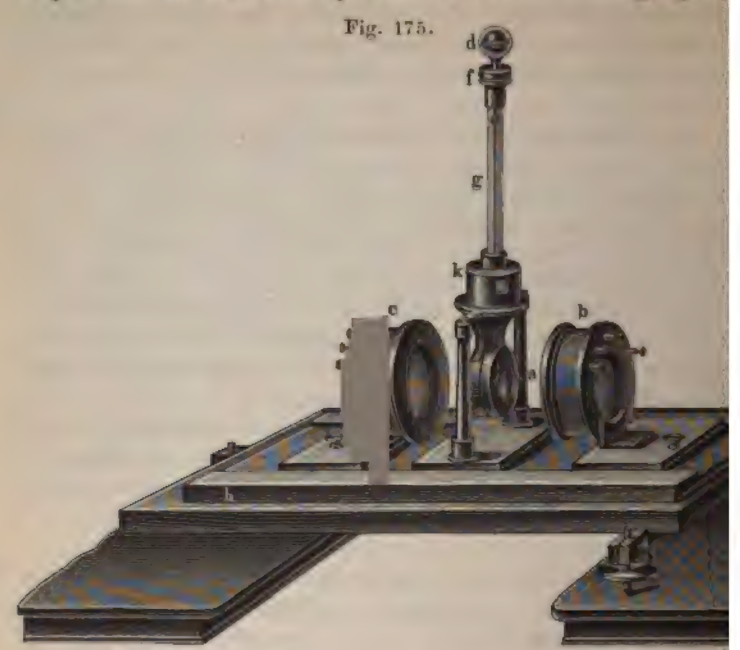
Auf einem mit drei Stellschrauben versehenen Brett *h*, Fig. 175 (f. S.), dreht sich auf einem Zapfen von Rothguss ein zweites Brett, auf dem sich zwischen zwei Leisten Holzbretter verschieben lassen. Das mittelste dieser Bretter trägt eine dicke cylindrische Hülse von Kupfer von 20 mm Länge und 40 mm Durchmesser [3]). Sie ist von oben durch ein 2 mm weites Loch durchbohrt und dreht sich auf einem kupfernen Zapfen oder hängt an einem Messinggestell (siehe die Figur). Die zu beiden Seiten dieser Hülse aufgestellten Messingständer tragen oben ein Querstück von Messing, aus welchem gerade

---

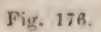
[1]) Schering, Gött. Nachr. 1880, p. 455*; Beibl. 4, p. 738*. — [2]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. 1, p. 17, 1846*. — [3]) Der Verf. hatte der Kupferhülse einen Durchmesser von 60 mm, ein Gewicht von 600 g gegeben. Christiani (Verh. d. physiol. Ges. zu Berlin 1878/79*; du Bois Arch. 1879, p. 177*; Beibl. 3, p. 627*) und später ganz ähnlich L. Hermann (Pflüger's Archiv 21, 430, 1880*; Beibl. 4, p. 556, 797*, s. auch Christiani, l. c. 1880, p. 78*) haben gezeigt, dass man den Durchmesser auf 40 mm, das Gewicht auf 280 g ohne Beeinträchtigung der Dämpfung reduciren kann. Dadurch können die Drahtwindungen näher an den Magnet gebracht und somit kann auch bei einem gleichen äusseren Umfang ihre Zahl vermehrt werden. — Bei den nach Sauerwald in Berlin construirten Apparaten ist die Kupferhülse senkrecht gegen ihre Axe in zwei Hälften zerschnitten, deren eine auf dem Schieber befestigt ist. Die andere Hälfte wird durch zwei Messingschrauben gegen die erstere gegengeschraubt. Das Anhängen des den Magnetspiegel tragenden Coconfadens ist dadurch erleichtert.

über der Hülse *a* ein 5 mm breiter und 20 mm langer Schlitz
zur vorderen Fläche der Kupferhülse ausgeschnitten ist. Das Q
trägt ausserdem über der Kupferhülse auf einem Messingbügel (

Fig. 175.



einen horizontalen Messingring, in welchen sich eine messingene
einschrauben lässt, die eine etwa 12 cm lange Glasröhre trä
die Glasröhre ist eine Messingfassung aufgekittet, in die eine R
geschliffen ist, welche sich in der Fassun
lässt. Eine an der Röhre angebrachte Mar
einige Theilstriche auf dem oberen Rande
sung gestatten, die Röhre um 45°, 90° u
drehen. Die Röhre ist oben mit einer Ein
zur Hebung und Senkung eines Hakens vers
einen Coconfaden trägt. Dieselbe ist gan
construirt, wie die Fig. 158, p. 258 (resp.
p. 232) gezeichneten Vorrichtungen. An de
faden ist unten ein kleiner Haken von hart
singdraht angeknüpft, an den man einen Sp


Fig. 176.



glashartem Stahl von etwa $^3/_4$ bis 1 mm Dicke und 19 mm Dur
anhängen kann, welcher so magnetisirt ist, dass seine ma
Axe horizontal hängt. Man bringt den Spiegel, um ihn zu
tisiren, mit der letzteren Richtung zwischen die zugespitzten P
starken Elektromagnetes und schliesst und öffnet den den M

regenden Strom zu wiederholten Malen, wobei man auch dem Spiegel durch schwache Schläge gegen den Magnet Erschütterungen ertheilen kann. Zweckmässig ist es hierbei, den Spiegel in eine, in einem kleinen Brett angebrachte kreisförmige Höhlung einzulegen, damit er nicht durch die allzustarke Anziehung der Magnetpole und dadurch erfolgende Stösse verbogen wird [1]). Durch Drehen der Schraube *d* hebt und senkt man den Stahlspiegel, bis er in der Kupferhülse frei schwebt. Die Oeffnungen an beiden Seiten der letzteren werden durch kupferne Deckel oder durch Fassungen mit ebenen Glasplatten geschlossen. Ebenso wird der Raum über dem Querstück mit einer runden Holzbüchse *k* bedeckt, welche eine mit einer etwas schräg nach vorn geneigten Glasplatte verschliessbare Oeffnung trägt.

Die beiden anderen Schieber tragen Drahtspiralen *b*, *c*, deren Axen mit der Axe der Kupferhülse zusammenfallen. Die Spiralen haben einen so grossen inneren Durchmesser, dass sie gerade auf die Hülse *a* hinaufpassen, und lassen sich so nahe aneinander schieben, dass zwischen ihnen nur ein schmaler Zwischenraum von etwa 1 bis 2 mm bleibt, durch den der den Spiegel tragende Coconfaden hindurchgeht. Sie werden durch die an den Enden der Drähte angebrachten Klemmschrauben mit der übrigen Stromleitung in Verbindung gebracht.

Es ist zweckmässig, drei Systeme solcher Drahtspiralen zu haben. Jede Spirale des ersten Systems besteht aus etwa 60 bis 80 Windungen von Kupferdraht von 1 mm Durchmesser, welcher mit Kautschukmasse überzogen ist, und in zwei, von den leitenden Theilen des Apparates sorgfältig isolirten Drahtklemmen endet, deren Kanten abgerundet sind. Diese Spiralen dienen zur Messung der Intensität von Strömen von Reibungselektricität. — Zwei andere Spiralen sind aus je zwei parallel neben einander zu je 80 Windungen gewundenen, mit Seide übersponnenen Kupferdrähten von 1 mm Dicke gebildet, deren Enden an jeder Spirale in vier Drahtklemmen enden. Sie dienen zur Messung von Thermoströmen, u. s. f. — Endlich bedient man sich zweier Spiralen, die mit sehr feinem ($^1/_5$ mm dickem) übersponnenem Kupferdraht (6000 bis 8000 m) umwunden sind; sie werden namentlich für physiologische Zwecke u. s. f. verwendet, wo ausserhalb des Apparates sehr bedeutende Widerstände in die Schliessung eingefügt sind.

Der Apparat wird so aufgestellt, dass die Axen der Spiralen und der 298
Kupferhülse senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet sind.

---

[1]) Obgleich die Kreisform des Magnetes nicht diejenige ist, bei welcher er jeber Metallmasse das grösstmögliche Moment annimmt, so ist sie doch ichtigkeit der Ausführung des ganzen Apparates wegen zu empfehlen. ist die Ablenkung durch einen Strom von der Grösse des Moments des tes unabhängig, die von dem Moment abhängige Dämpfung aber ge- stark. (Vergl. eine gegen die Anwendung des Kreismagnetes gerichtete kung von Lamont, dessen Magnetismus, p. 152, 1867*.)

Man kann dann die Ströme je nach Bedarf durch eine oder beide Windungsreihen der Spiralen neben oder hinter einander leiten.

Dem magnetisirten Stahlspiegel gegenüber wird eine Scala mit Fernrohr in der Entfernung von 1 bis 4 m aufgestellt, an welcher seine Ablenkungen beim Hindurchleiten eines Stromes durch die Spiralen beobachtet werden[1]).

299 Die Lage des magnetisirten Stahlspiegels gestattet den Apparat nur so aufzustellen, dass die Axe des Ablesefernrohrs sich in einer gegen

Fig. 177.



den magnetischen Meridian senkrechten Ebene befindet. Verursacht die Schwierigkeiten, so kann man vor dem Stahlspiegel eine kurze, in di Kupferhülse eingesetzte Röhre anbringen, in der sich ein rechtwinklig Glasprisma befindet, durch welches man vermittelst der totalen Reflexi

[1]) Der Ersatz des Fernrohres durch ein dicht an den Spiegel gebracht Mikroskop, der Scala durch eine mikroskopische Theilung dürfte manche Un quemlichkeit bieten und wegen der Annäherung des Beobachters an den App nicht zur Genauigkeit der Beobachtungen beitragen. — Will man die Ab kungen an der Scala vergrössern, so kann man den am Magnetspiegel re ten Strahl noch an einem zweiten, 10 bis 15 cm von demselben entfernten Spiegelglasstreifen reflectiren lassen. Ist s der abgelesene Ausschlag, und d die Abstände des Spiegelstreifens und der Scala vom Galvanometers so ist, wenn α der Ablenkungswinkel des letzteren ist: $tg\,\alpha = s/4(D$ (Töpler, Pogg. Ann. **154**, p. 602, 1875*.)

an der Hypotenusenfläche das Bild der mit dem Fernrohr verbundenen Scala im Spiegel von der Seite her betrachtet.

Zweckmässiger ersetzt man den Stahlspiegel, auch um das Trägheitsmoment zu verringern, durch einen etwa 1 mm dicken und breiten, am äusseren Rande zugeschärften Ring von hartem Stahl von 19 mm Durchmesser (Fig. 177), der wie der Stahlspiegel in horizontaler Richtung magnetisirt ist. Man verbindet denselben durch ein verticales Stäbchen von Aluminium mit einer kreisförmigen Fassung von Horn oder Aluminium, in welcher ein Spiegel von recht dünnem Glase befestigt ist. Letzterer hängt in dem über der Kupferhülse angebrachten drehbaren Holz- oder Messingblechgehäuse an dem Coconfaden und kann um jeden beliebigen Winkel gegen den unten befindlichen Stahlring gedreht und so das Spiegelbild der Scala von allen Seiten in dem Apparat beobach-tet werden [1]).

Ist die Dämpfung durch die Kupferhülse nicht genügend, so kann man auch in die Oeffnungen derselben gut passende, beinahe an den Magnetring herangehende, eventuell auch in der Mitte durch ihn hindurchgehende und dort einander berührende Kupferzapfen einschieben [2]).

Je nach der Intensität der zu messenden Ströme kann man die 300
Spiralen näher oder weiter von der Hülse mit dem Stahlspiegel aufstellen. Auch kann man, wenn das Instrument sehr empfindlich sein soll, nach dem Vorgang von Hauy [3]) den Magnet im Apparat astasiren, d. h. die Richtkraft des Erdmagnetismus abschwächen, indem man einen schwach magnetisirten Stahlstab in gleicher Horizontalebene mit der Axe des schwingenden Magnetes nördlich oder südlich vor demselben so anlegt, dass die Axen der beiden Magnete zusammenfallen und der Nordpol des astasirenden Magnetstabes dem Nordpol des aufgehängten Magnetes oder umgekehrt gegenübersteht.

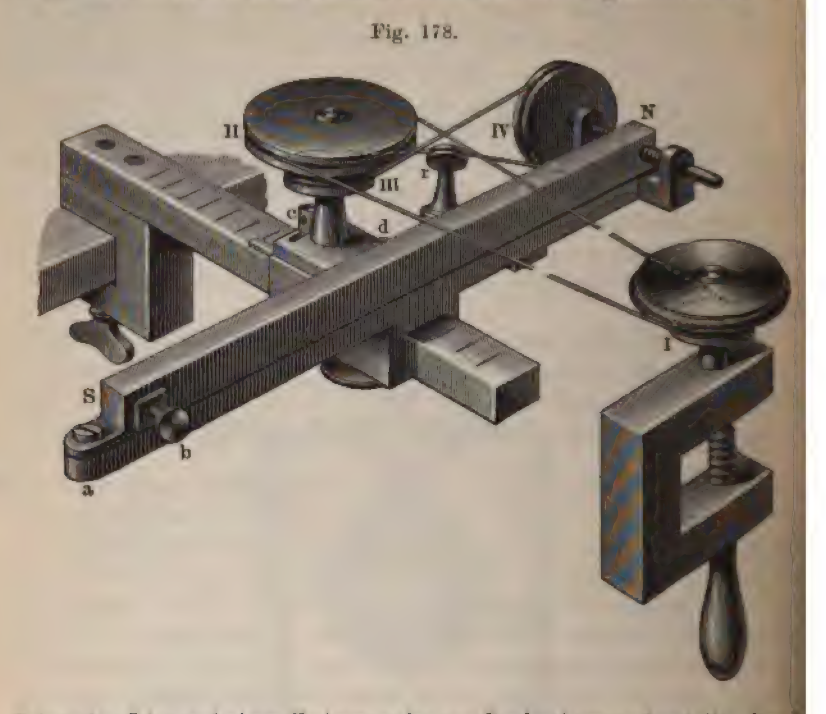
E. du Bois-Reymond [4]) ordnet die Astasirungsvorrichtung folgen- 301
dermaassen an. Der astasirende Magnet NS, Fig. 178 (a. f. S.), verschiebt sich

---

[1]) Lamont hat fast gleichzeitig mit mir eine Spiegelbussole in grösserem Maassstabe construirt (Lamont, Pogg. Ann. 88, p. 230, 1853*. Handbuch des Magnetismus, p. 94, 1867*). Auf einem 8 Fuss langen Brett, dessen Längsrichtung senkrecht auf dem magnetischen Meridian steht, befindet sich in der Mitte das Magnetgehäuse, in dem an einem Coconfaden eine kleine Nadel von nur ... Linien Länge hängt, welche einen 6 Linien im Durchmesser haltenden Spiegel trägt, an dem die Ablenkungen der Nadel mittelst eines nördlich oder südlich vom Magnet aufgestellten Fernrohres und einer Glasscala abgelesen werden. Auf dem Brett und zu beiden Seiten des Magnetgehäuses sind getheilte Metallschienen befestigt, auf denen sich Hülsen verschieben, die Messingscheiben tragen, auf welche die Drahtwindungen gewunden sind. — [2]) Edelmann, Carl's Rep. 8, ...57, 1873*. — [3]) Andere Abänderungen dieses Apparates, bei denen der Dämpfer aus einer oberen und unteren Hälfte besteht, welche sich durch Schrauben von einander trennen lassen, um die Dämpfung zu ändern, s. Edelmann, l. c. — Ein Galvanometer mit regulirbarer Dämpfung auch von V. von Lang, Carl's Rep. 9, p. 149, 1873*. — [4]) E. du Bois-Reymond, Monatsber. d. Berl. Akad.

mit seinem Lager auf einer Messingschiene. Die die Schiene tragend Zwinge greift unter das Tragbrett des Galvanometers, von welchem des-halb das Ende mit zwei Stellschrauben nach vorn gekehrt wird. Di

Fig. 178.



Schraube *I* ist auf einer Zwinge nahe am Beobachter aufgestellt. Dur den Schnurlauf zwischen den Rollen *I*, *II*, sowie den über die Lei rolle *r* laufenden Schnurlauf zwischen der auf gleicher Axe wie *II* b festigten Rolle *III* und Rolle *IV*, welche letztere den Kopf einer gege den Magnet drückenden Mikrometerschraube bildet, kann man vom B obachtungsort aus den Magnet drehen, welcher gegen die Mikromete schraube durch eine Feder gegengepresst wird. Die Rollen sind a Kammmasse gefertigt. Die Durchmesser verhalten sich bei *I* und *II* w 1 : 2, bei *III* und *IV* wie 6 : 7. Auf *I* ist eine grosse geränderte Schei von 54 mm Durchmesser zum Drehen mit den Fingern aufgesetzt.

Sind Stab und Magnet in derselben Verticalebene, so ist es glei gültig, ob beide Pole des astasirenden Stabes gleich stark sind; bei se licher Aufstellung kann dabei selbst bei symmetrischer Stellung beid gegeneinander eine durch Drehung des Stabes zu compensirende Abl kung eintreten.

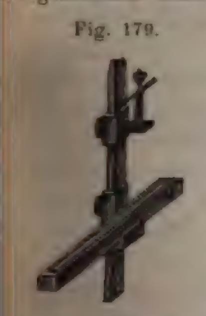
1874, 14. Dec., p. 767*; Ges. Abhandl. 1, p. 372*. Das Nähere in der Ori abhandlung.

Die Variationen der Richtung des Erdmagnetismus werden ebenfalls durch Drehung des Stabes compensirt.

Bei höchster Astasirung stellt sich der Magnetspiegel äquatorial, gerade wie ein System völlig astatischer Nadeln, entsprechend der Wirkung der Erde und des Stabes zusammen, welche nie absolut gleiche Richtung haben.

Statt der beschriebenen Vorrichtung kann man für weniger exacte Astasirung unten an das den Apparat tragende Brett einen verticalen getheilten Stab anschrauben, der durch den Tisch hindurchgeht, auf welchem der Apparat steht, und an dem sich eine Hülse verschiebt, die ein in der Nordsüdrichtung liegendes Kästchen trägt, worin der astasirende Magnetstab zwischen zwei Federn liegt und durch seitliche Schrauben so lange gedreht werden kann, bis er keine seitliche Ablenkung des Magnetes in dem Apparate verursacht. — Zweckmässig verschiebt man nach Meissner und Meyerstein[1]) an dem Stabe zwei Magnete, einen stärkeren, durch den man den Magnet im Apparate annähernd compensirt, und einen schwächeren, durch welchen die feinere Astasirung vorgenommen wird. Macht man letzteren um eine verticale Axe drehbar, Fig. 179, so kann man durch geeignete Einstellung desselben auch die etwaigen seitlichen Ablenkungen des schwingenden Magnets compensiren. — Selbstverständlich kann man die astasirende Vorrichtung auch über dem Apparat anbringen. 302

Fig. 179.



Eine allzugrosse Astasirung ist unbequem, da dabei die Schwankungen der Declination eine zu bedeutende Aenderung der Stellung des Magnetspiegels herbeiführen. 303

Ist H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, S die entgegenwirkende Kraft des Hauy'schen Stabes, so ist $\alpha = H/(H-S)$ ein Maass für die Astasirung. Sind T_A und T_∞ die Schwingungsdauern des Magnetringes ohne Dämpfung mit und ohne Hauy'schen Stab, so ist $\alpha^2 = T_A/T_\infty$. Bei den besten älteren Bussolen ist mit Dämpfung $\alpha = 4,5$ und bei den feinsten Untersuchungen genügt $\alpha_{max} = 10$. Ändert sich H um den kleinen Werth $\pm \varDelta H$, so ist das Verhältniss der Ablenkungen des Magnetes durch einen constanten Strom

$$\frac{F}{F_1} = 1 \pm \frac{\varDelta H}{H} \cdot \alpha.$$

[1]) Meissner und Meyerstein, Henle und Pfeuffer's Zeitschr. 1. Pogg. Ann. 114, p. 132, 1861*.

$\Delta H/H$ ist höchstens 0,0015, also liegt für $\alpha = 4,5$ und $\alpha_{max} = 10$,
$F_1 = 100$ Scalentheile beträgt, F zwischen $100 \pm 0,7$ und $100 \pm$
so dass die Empfindlichkeit der Bussole durch die Aenderung des
magnetismus um ΔH nicht wesentlich beeinflusst wird [1]).

304 Wird das magnetische System des Spiegelgalvanometers durch
nähern eines Magnets, etwa nach der Hauy'schen Methode astasir
dass die Richtkraft gering ist, so kann es sogar aperiodisch sc
gen und sich nach einer Ablenkung ohne weitere Oscillationen
Ruhelage nähern. Wird es durch die vereinte Wirkung des Strom
der magnetischen Richtkraft der Erde und des astasirenden Mag
μ in eine Gleichgewichtslage übergeführt, die um den Scalenwe
von seiner Ruhelage ohne Stromeswirkung entfernt ist, so schwin
der letzteren Gleichgewichtslage in ganz gleicher Weise zu, wi
Ruhelage ohne jene Einwirkungen, nur dass an Stelle der dort
nommenen Ruhelage die Ablenkung ξ, an Stelle der magnetischen
die den Magnet in die Ruhelage zurückführt, jetzt die Resultant
der Wirkung des Erdmagnetismus und astasirenden Magnetes un
Wirkung des Stromes tritt [2]).

Ob an einer Bussole nach der §. 297 beschriebenen Einrich
eine Astasirung bis zur Aperiodicität der Schwingungen möglich s
sieht man, wenn das logarithmische Decrement der Schwingunge
(0,8 mm dicken) die Kupferhülse fast erfüllenden Magnetspiegels
kleiner als 0,7, das eines Magnetringes mit Glasspiegel nicht klein
0,4 ist [3]).

305 Es lässt sich berechnen (s. w. u.), dass eine in einer Hohlkug
absolut weichem Eisen schwebende Magnetnadel durch äussere m
tische Kräfte nicht beeinflusst wird (welche Verhältnisse ganz
denen bei der Wirkung elektrischer Scheidungskräfte sind). Um
man also ein Galvanometer mit einer solchen Hohlkugel, so wirk
Erdmagnetismus auf seine Nadel nicht, letztere ist astatisch. Eine
so vollkommene Astasirung erreicht man durch einen hohlen Cy
von weichem Eisen, welcher conaxial zur Drehungsaxe des Mag
um das Galvanometer gestellt wird und der in der Richtung der
zontalcomponente des Erdmagnetismus in gleichem Sinne, wie
Nadel ist, magnetisch polarisirt wird [4]).

Eine solche Astasirung hat für Galvanometer den Uebelstand
sie nicht willkürlich wie durch Verstellung eines astasirenden Ma
verändert werden kann.

---

[1]) Christiani, l. c. §. 297. — [2]) E. du Bois-Reymond, Monats
Berl. Akad. 1870, p. 537*. — [3]) E. du Bois-Reymond, Monatsber. d
Akad. 1874, p. 767*; Ges. Abhandl. p. 372*. — [4]) Versuche und Berech
hierüber s. Stefan, Wien. Ber. 85 [2], p. 613, 1882*; Wied. Ann. 17, p

Die Einrichtung der Spiegelablesung, sowohl wenn man direct das 306
Bild einer Scala im Spiegel der erwähnten Apparate beobachten, als auch wenn man das Bild eines erleuchteten Spalts auf eine Scala werfen will, haben wir schon Thl. I, §. 45 erwähnt.

Für Demonstrationszwecke ist hierzu elektrisches oder Drummond'sches oder Sonnenlicht zu verwenden. Man kann dabei grössere Hohlspiegel über dem Magnet anbringen. Die Oeffnung, durch welche das Licht ein- und austritt, ist dann etwas grösser zu machen und zweckmässig mit einer etwa 10 Grad gegen die Verticale geneigten Glasplatte zu verschliessen, um dadurch die Reflexbilder der letzteren nach oben abzulenken [1]).

Vor dem Gebrauche der beschriebenen Spiegelapparate muss man 307
prüfen, ob die Axen der Drahtwindungen der Spiralen zu der magnetischen Axe des schwingenden Magnetes normal sind. Man leitet hierzu denselben Strom abwechselnd in entgegengesetzter Richtung durch die Drahtwindungen und dreht den Apparat auf seiner Unterlage so lange, bis die Ausschläge nach beiden Seiten gleich gross werden (vgl. §. 297). Auch dreht man vor dem Gebrauche die Röhre, welche den mit dem Magnet belasteten Coconfaden trägt, in ihrer Fassung um $\pm 90^0$ herum, um so das durch die Torsion ausgeübte Drehungsmoment zu bestimmen. Ist dabei die Ablenkung des Magnets gleich α, so addirt man zu jeder Elongation β die Anzahl Scalentheile, um welche der Magnet in Folge der bei jeder Ablenkung erzeugten Torsion zurückgehalten wird. Diese Correction ist indess bei der Kleinheit von α und β meist zu vernachlässigen. Nur muss man möglichst dünne und nicht zu kurze Aufhängefäden (am besten einzelne Fäden, die von einmal gekochter roher Seide abgelöst sind) verwenden. Bei dickeren Fäden ändert sich ausserdem in Folge ihrer veränderlichen Torsion mit der Zeit die Lage des Magnetes im Apparate.

Bis zu einer Ablenkung des Magnetes der Spiegelbussole von etwa $\varphi = 2^0$ ($tg\,2\varphi = 70$ Millimeter-Theilstriche bei einem Abstande der Scala vom Spiegel gleich 1 m) kann man die Intensität der Ströme der Ablenkung direct, bis zu etwa 4^0 ($tg\,2\varphi = 140{,}5$ Theilstriche) nahezu der Tangente des Ablenkungswinkels φ proportional setzen. Bei weiteren Ablenkungen ist es für genaue Beobachtungen nöthig, die Spiegelbussolen zu graduiren. Dies geschieht am besten, indem man durch eine vor der Bussole in dem Schliessungskreise angebrachte Brücke den Strom zwischen letzterer und dem Multiplicator der Bussole theilt. Beobachtet man bei verschiedenen Stromstärken die Ablenkungen vor ($A_1\,A_2\,A_3$) und

---

[1]) Christiani, Verh. der physiol. Ges. zu Berlin 1878, p. 57*; Beibl. 3, 627*. Aehnliche Einrichtungen auch von von Lang und Exner, Carl's Rep. 5, p. 6, 1869*, von Lang ibid. 9, p. 148, 1873*; Wien. Ber. 67 [2], p. 101, 1873, u. A.

nach Anbringung der Brücke $(a_1 a_2 a_3)$, so müssen sich die den Ablenkun gen entsprechenden Intensitäten (A_1), (A_2) ... (a_1), (a_2) ...

$$\frac{(A_1)}{(a_1)} = \frac{(A_2)}{(a_2)} = \frac{(A_3)}{(a_3)} \text{ u. s. f.}$$

verhalten, woraus man den relativen Werth der einzelnen Ablenkunge bestimmen kann [siehe auch §. 283 u. flgde.] [1]).

308 Sodann muss man untersuchen, ob der Dämpfer nicht Eisentheile ent hält, welche theils durch die Unreinheit des Kupfers, durch das Abdrehe auch durch Zurückbleiben von Theilen der die Gussform befestigen den Eisendrähte hineingebracht sein und den Gang der Ablenkungen seh unregelmässig machen können. Dazu dreht man bei feststehendem In strument den Dämpfer für sich um seine verticale Axe und beobachte ob die Lage des Magnets unverändert bleibt.

Ein Stück Eisen, welches sich in der Verlängerung der Axe de Magnets befindet, also in gleichem Sinne, wie derselbe, sowohl durch sein Einwirkung wie auch durch die des Erdmagnetismus magnetisirt wir vermindert die Empfindlichkeit. Liegt eine kleine Eisenmasse senkrech zur Magnetaxe in dem Dämpfer, so steigert es meist die Empfindlich keit [2]). Bei der Astasirung können sich durch die Einwirkung des ast sirenden Magnets auf das Eisentheilchen diese Verhältnisse ändern.

309 Statt der Dämpfung der Schwingungen des Magnets durch Kupfe hüllen kann man auch die von Töpler empfohlene Luftdämpfung (Thl. §. 42, Anm.) anwenden. Dabei kann man nach von Ettingshausen die Querwände des cylindrischen Dämpferkastens, in dem eine Glimme platte schwingt, verschiebbar machen, so dass die Dämpfung reguli werden kann. Es gelingt leicht, den aperiodischen Zustand zu erreiche überdies kann noch Kupferdämpfung angewendet werden. Die mit de Instrumente angestellten genauen Versuche zeigen, dass innerhalb ge wisser Grenzen, selbst bei Anwendung sehr bedeutender Dämpfung, d logarithmische Decrement für grosse und kleine Schwingungsbogen a vollkommen constant anzusehen ist. Nur bei grösseren Geschwindigke

---

[1]) Ueber die Abweichungen der Spiegelbussole von dem Tangentenge vergleiche auch Blaserna, Correnti d'Induzione. Giornale di Scienze Na rali, 6, p. 27, Palermo 1870*. Selbstverständlich sind diese Abweichungen b jeder Bussole anders, da die Windungen gegen den Magnet verschieden an ordnet sind. Meist findet sich ein gewisser Abstand der Spiralen der Bus vom Magnet, bei der das Tangentengesetz in weiteren Grenzen gilt; wenn nä lich dabei die mittlere Lage der Windungen etwa den von Helmholtz a gestellten Bedingungen (§. 254) entspricht. — [2]) Vergl. hierüber Christia Verh. der phys. Ges. zu Berlin, 20. Jan. 1882*; Beibl. 6, p. 396*. — [3]) A. v Ettingshausen, Centralztg. f. Opt. u. Mech. 1, p. 161 bis 164, 1880*; Be 6, p. 890*.

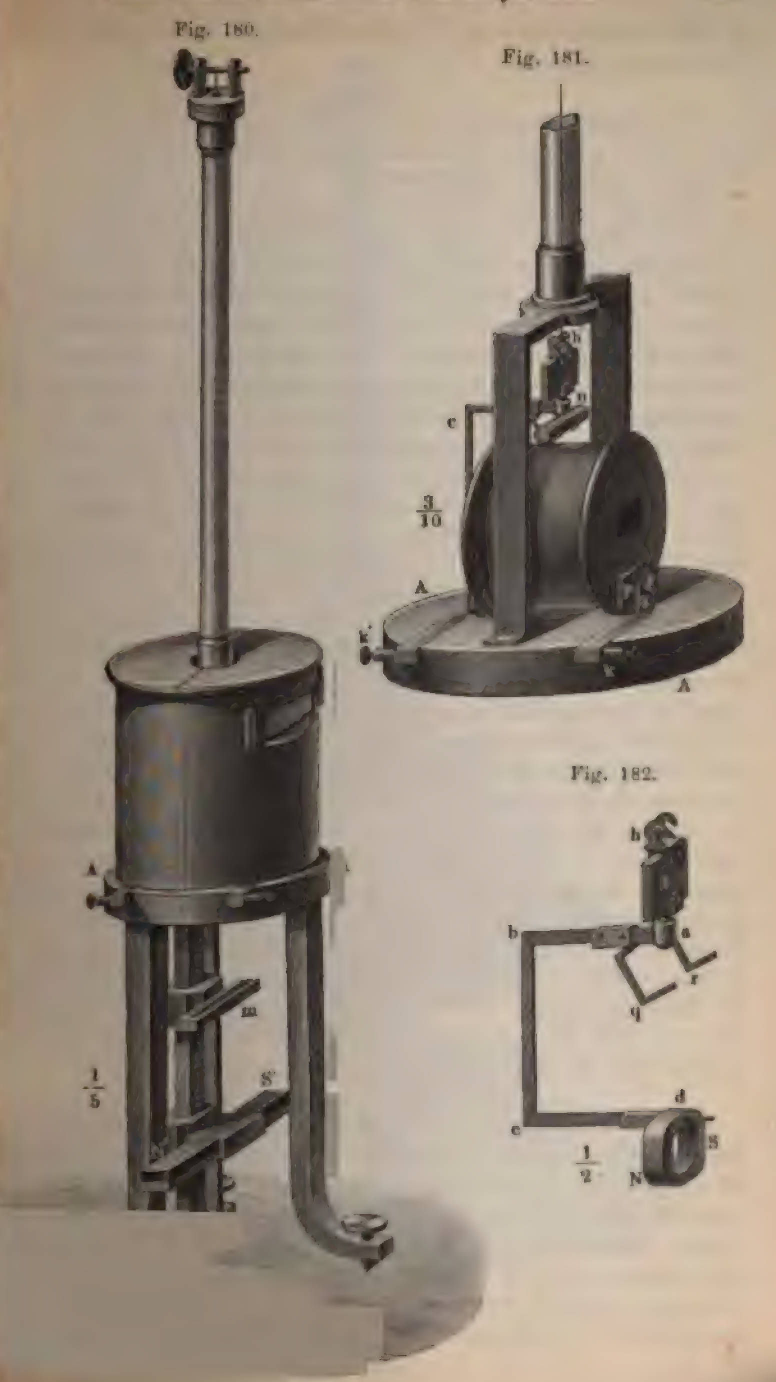


Fig. 180.

Fig. 181.

Fig. 182.

ten der Magnetnadel sind die Luftwiderstände nicht mehr proportional den Geschwindigkeiten.

310 Das Spiegelgalvanometer hat nach seiner ersten Construction im Jahre 1852 mannigfache Abänderungen erfahren, von denen wir nur einige der gebräuchlichsten anführen:

Ein von Meissner und Meyerstein (l. c.) construirtes Spiegelgalvanometer, Fig. 180 bis 182 (a. v. S.), unterscheidet sich von dem von mir construirten dadurch, dass die dämpfende Kupferhülle und die Drahtspiralen nicht durch die den Coconfaden einschliessende Glasröhre unterbrochen, sondern letztere voll über die Hülle hinüber gewickelt sind. Hierdurch wird das Instrument noch empfindlicher. Bei einer anderen Einrichtung werden die Spiralen dem Magnet zunächst gebracht und erst äusserlich mit der dämpfenden Kupferhülle umgeben. Ferner wird der Stahlspiegel durch einen magnetisirten Stahlring S, Fig. 182, ersetzt, und derselbe durch einen ⅂förmigen Bügel $abcd$ mit einem über den Spiralen an einem Coconfaden schwebenden Spiegel s verbunden. Unter diesem Spiegel sind zwei Haken r und q angebracht, auf welche man einen kleinen Stahlmagnet ns in entgegengesetztem Sinne wie der Magnetring NS auflegen kann. Hierdurch wird zugleich eine Astasirung und eine Verstärkung der Wirkung des Stromes in der Spirale auf die vereinten Magnete bewirkt. Die den Magnet nebst Spiegel tragende Glasröhre ist mittelst eines Bügels auf einem Brette A befestigt, auf welchem auch die Drahtspirale liegt. Eine Holzkapsel, in der vor dem Spiegel ein Fenster angebracht ist, bedeckt die beweglichen Theile des Apparates. Das Brett A steht auf drei Füssen mit Stellschrauben, zwischen denen am Brett A eine nach unten gerichtete verticale Scala angebracht ist, an der sich die schon §. 302 beschriebenen astasirenden Magnete verschieben. — Die Höhe der Füsse macht den Apparat etwas labil; ausserdem ist das gesammte Trägheitsmoment des am Coconfaden hängenden Spiegels mit Bügel und Magnetring viel bedeutender als das Trägheitsmoment des von mir verwendeten Magnetes, die Dämpfung aber kleiner, so dass der Magnetring erst nach längerer Zeit zur Ruhe kommt. Die Beobachtungen werden hierdurch weniger bequem. Auch kann man nicht so leicht die vom Strome durchflossenen Spiralen vertauschen, wie dies für viele Zwecke wünschenswerth ist.

311 W. Siemens construirt den Magnet für die Spiegelbussole aus einem am einen Ende halbkugelförmig geschlossenen, am anderen Ende offenen, 10 mm weiten, 30 mm langen Stahlrohr, welches an zwei gegenüber liegenden Stellen der Länge nach aufgeschlitzt ist und wie ein Hufeisenmagnet magnetisirt wird, Fig. 183 bis 185. Derselbe hängt vertical, mit dem offenen polaren Ende nach unten in einer Höhlung, die in verticaler Richtung in eine Kupferkugel bis etwas über ihren Mittelpunkt von oben aus gebohrt ist, und trägt oben an der Wölbung einen Stiel, an dem der

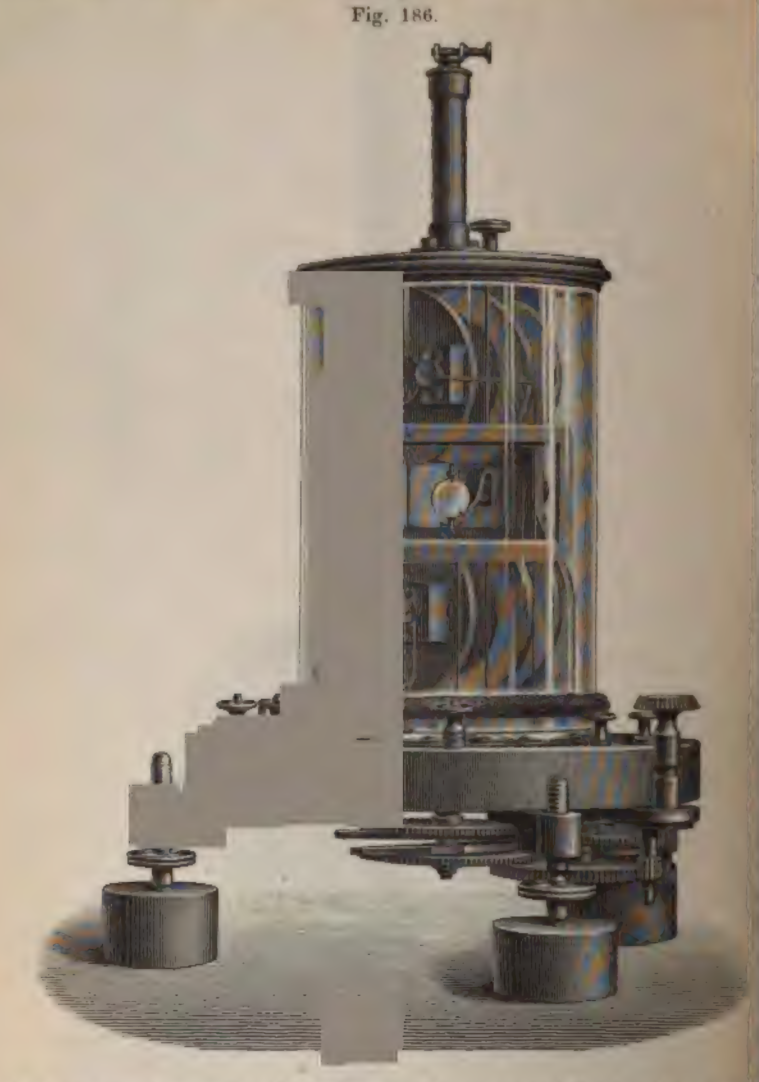
Fig. 183.

Fig. 184.

Fig. 185.

Spiegel befestigt ist. Bei dem geringen Trägheitsmoment, der relativ Stärke der Magnetisirung und der Nähe der magnetischen Enden Cylinders an der Kupfermasse ist die Dämpfung sehr bedeutend, so d

Fig. 186.



die Schwingungen auch schon ohne Astasirung aperiodisch sind. Zugl ändert sich bei verschiedenen Elongationen in Folge der symmetrisc Gestalt die Dämpfung nicht, während dies bei weiteren Elongationen den in den anderen Spiegelbussolen angewandten Dämpfern meist Fall ist. Wenn daher der Magnetring der letzteren aus weiteren El

ationen der Nulllage zuschwingt, so geht er bei letzteren über die Null-lage hinaus, selbst wenn durch die Astasirung $\varepsilon = n$ (§. 544) gemacht wird, wo der Theorie nach die Nulllage nicht überschritten werden sollte. Dies ist bei dem Siemens'schen Magnet kaum der Fall.

Eine Astasirung des Glockenmagnetes durch den Hauy'schen Stab ist wegen der Nähe seiner Pole an einander nicht wohl durchzuführen.

Dieses Instrument ist auch durch Benutzung von zwei über einander gestellten Kupferhülsen, in welchen zwei entgegengesetzt gestellte, durch einen Stab mit einander verbundene Glockenmagnete hängen, von W. Siemens zu einem astatischen Spiegelgalvanometer umgewandelt worden (Fig. 186). Der Zwischenstab zwischen den Magneten trägt einen nach allen Seiten drehbaren Planspiegel. Unter dem auf einer Hartgummiplatte ruhenden Apparat ist ein aus zwei gekreuzten Magneten bestehendes Richtsystem angebracht, welches sich durch ein System von Zahnrädern drehen lässt und in dem sich die Magnete beliebig gegen einander neigen lassen. Die Rollen sind je doppelt mit Drahtwindungen versehen, deren Enden zu acht Klemmschrauben auf dem Grundbrette des Apparates führen. 312

Statt der Dämpfung der Schwingungen durch Kupferhüllen hat Sir W. Thomson bei seinen Instrumenten eine Luftdämpfung angebracht. Er benutzt einen kleinen, nur 1 cm oder weniger im Durchmesser haltenden, aus einem dünnen mikroskopischen Deckglase hergestellten Glasspiegel, auf dessen Hinterseite ein oder mehrere dünne, flache magnetisirte Stahldrähte von nur 4 mm Länge in gleicher Richtung horizontal neben einander aufgeklebt sind. Der Spiegel wird am Ende einer Messingröhre von etwa 45 mm Länge, welche nur sehr wenig weiter ist als sein Durchmesser, zwischen zwei etwa 4 bis 5 mm von einander entfernten Glasplatten an einem kurzen (zuweilen nur 2 bis 4 mm langen) einfachen Coconfaden aufgehängt. Die Röhre wird in ein auf einer Seite etwas trichterförmig erweitertes Messingrohr eingeschoben, auf welches die Drahtspirale gewickelt ist, so dass der Spiegel in ihrer Mitte hängt. Seine Schwingungsdauer ist etwa nur 0,7 Secunden. Ueber den Windungen ist ein verticaler runder Messingstab angebracht, an welchem sich ein bügelförmiger Magnetstab verschieben und drehen lässt, um dadurch den Spiegel in verschiedenen Verticalebenen einstellen zu können, Fig. 187 (a. f. S.). Die genauere Drehung wird vermittelst eines Zahnrades mit Trieb bewirkt. 313

Für empfindlichere Versuche werden zwei an einem dünnen Aluminiumstab befestigte Spiegel mit ihren Hüllen über einander angebracht, in denen die Magnete einander entgegengerichtet sind und um welche Ströme in entgegengesetzten Richtungen durch die die Spiegel umgebenden Spiralen geleitet werden.

Die Einstellung der Spiegel wird meist mit Hülfe der Projection beobachtet.

Die Apparate sind wegen der kurzen Schwingungsdauer der Magnetspiegel, ihres geringen Trägheitsmomentes und ihrer schnellen Einstellung namentlich zur Beobachtung schwacher, schnell auf einander folgender, ihre Richtung wechselnder Ströme geeignet. Bei der Kürze des



Fig. 187.
Fig. 188.

Aufhängefadens dürfte indess eine constante Einstellung nicht vollkommen erreichbar sein. Die Apparate können also besser als Indicatoren für die Anwesenheit von Strömen, als zur Messung ihrer Intensität durch den Ausschlag verwendet werden. Auch bei Versuchen, wo die Ströme auf Null reducirt werden (bei Bestimmung des Widerstandes und der elektromotorischen Kraft), sind sie verwendbar, wenn man sich vor und nach jedem Versuche überzeugt, dass die Nullstellung des Spiegels bei Loslösung des Instrumentes von der übrigen Leitung ungeändert bleibt.

Immerhin dürften für quantitative Messungen die Apparate mit längeren Aufhängefänden, stärkeren Magneten und starker Dämpfung durch dicke Kupferhüllen vorzuziehen sein.

Will man vergleichbare Messungen bei Anwendung verschiedener Drahtspiralen mittelst der §§. 297 u. flgde. beschriebenen Apparate erhalten, so muss man das relative Drehungsmoment kennen, welches sie beim Hindurchleiten eines Stromes von der Intensität i auf den Magnet im Apparate ausüben[1]. Wir wollen uns dabei der §. 221 definirten Einheit der Intensität und des Magnetismus bedienen, so dass wir die in den Formeln vorkommende Constante gleich Eins setzen. 314

Es seien zuerst die Drahtwindungen kreisförmig. Sie mögen einen Ring von rechteckigem Querschnitt bilden, dessen äusserer und innerer Radius b_0 und b_1 ist; die Mitten der der Nadel zunächst befindlichen und von ihr entferntesten Windungen liegen in den Abständen e_1 und e_0 von ihr entfernt.

Nach §. 207 ist das Drehungsmoment, welches eine lineare kreisförmige, vom Strome i durchflossene Windung des Multiplicators, deren Radius b ist, auf die Nadel desselben ausübt, deren Mittelpunkt von der Ebene der Windung um die Länge e absteht und deren Länge $2l$ ist, wenn die Ablenkung α der Nadel aus ihrer der Ebene der Windung parallelen Ruhelage klein ist, also $5 \sin^2 \alpha$ gegen 1 zu vernachlässigen und $\cos \alpha = 1$ zu setzen ist:

$$D = \frac{4 \pi i \mu b^2 l}{(e^2 + b^2)^{3/2}} \left(1 + l^2 \frac{3(b^2 - 4e^2)}{4(e^2 + b^2)^2}\right).$$

Wird dieser Werth zwischen den Grenzen e_0 und e_1 für e und zwischen b_0 und b_1 für b integrirt, so erhält man das Drehungsmoment Δ, welches sämmtliche Windungen auf die Nadel ausüben.

Wird der Werth Δ durch den Querschnitt $(b_1 - b_0)(e_1 - e_0)$ dividirt, so erhält man das **mittlere Drehungsmoment**, welches eine Windung ausübt, und wird dieses mit der Zahl n der Windungen multiplicirt, so erhält man wiederum das Drehungsmoment Δ. Setzt man noch das magnetische Moment des Magnetes gleich $2 \mu l = M$, so ist

$$\Delta = n \pi i M \frac{1}{b_1 - b_0} \left\{ \log \left(\frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_1^2}} \cdot \frac{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_1^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} \right) \right.$$
$$\left. + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_1^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_1^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_1^2} \right\} \quad 1)$$

Liegt die Nadel in der Mitte der Windungen, welche sie ganz bedecken und sich auf ihren beiden Seiten bis $\pm e_0$ erstrecken, so geht dieser Ausdruck über in

[1] Vergl. W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, Thl. II, und Abhandlungen der Göttinger Gesellschaft, 10, p. 26, 1862*.

$$\Delta = 2 n \pi i M \left\{ \frac{1}{b_1 - b_0} \left[\log \frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} \right] \right\} \quad \ldots \ldots 2)$$

Bezeichnet man den in den Klammern stehenden Ausdruck in Gleichung 2) mit $1/r$, so ist

$$\Delta = \frac{2 n \pi}{r} i M.$$

Der Strom im ganzen Multiplicatorrahmen wirkt also, wie wenn er n mal durch eine einzige Windung vom Radius r flösse, in deren Ebene der Mittelpunkt der Nadel läge, deren Länge überdies gegen den Radius der Windungen klein wäre. r ist der reducirte Radius des Multiplicators [1]).

315 Wir können diese Formel noch umändern, indem wir n eliminiren. Die Höhe der Windungsschicht ist $b_1 - b_0 = B$, die Breite derselben $e_1 - e_0 = 2E$. Ist die Länge und der Querschnitt des zu dem Multiplicator verwendeten Drahtes L und d, so ist auch das Volumen des Drahtes $V = Ld$, wenn wir annehmen, dass seine Windungen dicht an einander liegen; dann ist der ganze von den Windungen eingenommene Raum

$$V = 2 \pi E B (2 b_0 + B) = L d.$$

Ist ferner der Gesammtwiderstand des Drahtes w, sein specifischer Widerstand ϱ, so ist $w = L \varrho / d$. Endlich ist die Zahl der Windungen gleich $n = 2 B E / d$. Aus diesen Gleichungen ergiebt sich:

$$n = 2 \frac{\sqrt{w . B . E}}{\sqrt{2 \pi \varrho . (2 b_0 + B)}}; \quad \Delta = 4 \sqrt{\frac{\pi w . B . E}{2 \varrho (2 b_0 + B)}} \frac{i M}{r},$$

in welchen Werth r aus den obigen Gleichungen einzuführen ist.

Soll der Apparat das Maximum der Wirkung geben, so muss man, wenn der Rauminhalt V gegeben ist, den die Drahtwindungen erfüllen sollen, und der Radius b_0 der innersten Windungen bestimmt ist, die Gestalt des Querschnittes derselben so anordnen, dass das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum wird. Man kann dann in obiger Formel B in V und E ausdrücken und durch Differenziren den Werth von E bestimmen, welchem das Maximum des Drehungsmomentes entspricht. Aus diesen E und V bestimmt man wiederum B.

316 Für einen rechteckigen Querschnitt der Windungen, in deren Mitte die Nadel schwebt, findet W. Weber die in Fig. 189 (2) gezeichnete

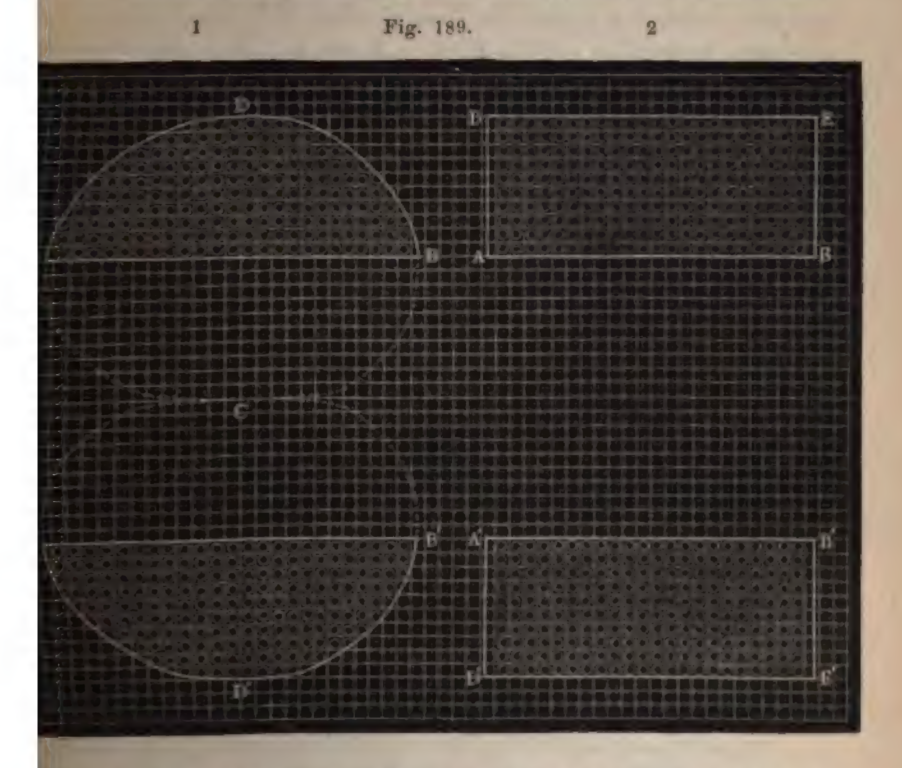
---

[1]) Vergl. W. Weber, l. c.

Gestalt der Windungen, wo AB, $A'B'$ die Begrenzungen des inneren, von den Windungen eingeschlossenen Raumes, DE und $D'E'$ ihre äussere Begrenzung anzeigen.

Soll der Querschnitt der Windungen nicht rechteckig sein, sondern will man überhaupt bei einem gegebenen Flächeninhalt des Querschnitts

1 Fig. 189. 2



s Maximum der Wirkung erzielen, so muss die äussere Gestalt der indungsschicht die Form (1) annehmen, wo AB, $A'B'$ die Begrenzung s inneren, von den Windungen eingeschlossenen Raumes, ADB, $D'B'$ die äussere Begrenzung derselben angeben.

Wird der Apparat wie der Multiplicator eines Galvanometers ein- 317
richtet, so besitzen die einzelnen Drahtwindungen eine Gestalt, welche Wesentlichen durch zwei parallele, an den Enden durch Halbkreise verndene gerade Linien dargestellt ist, in deren Mitte die Nadel schwebt, ren Länge etwa der Länge der geraden Parallellinien gleich ist. Man nn auch hier das Drehungsmoment berechnen, welches ein durch die indungen geleiteter Strom auf die Nadel ausübt und welchen Querschnitt man den Drahtwindungen geben muss, damit dieses Drehungsment ein Maximum werde.

Es sei R die Länge der parallelen Linien der innersten Windung, die zugleich dem Abstande der Pole der in dieselbe eingehängten Nadel gleich sei; L die Länge der Nadel, deren Pole im Abstande α (etwa gleich $^1/_{12}\,L$) von dem Ende der Nadel entfernt sind; m das Moment der Nadel; a der Abstand der ersten horizontalen Windungsschicht von dem Pole, welcher so gewählt ist, dass die Nadel frei schweben kann, das also etwa $a = {^3/_2}\,\alpha = {^3/_{20}}\,R = {^1/_8}\,L$ ist; h und b die Höhe und Breite der zwei rechteckigen Querschnitte der Windungen, welche durch eine gegen die in der Ebene der Windungen schwebende Nadel senkrechte Ebene gebildet werden; l die Länge; q der Querschnitt des von der Umspinnung freien Drahtes des Multiplicators; ϱ und δ sein specifischer Widerstand und sein specifisches Gewicht; P sein Gewicht; W der nach den jedesmaligen Verhältnissen der Versuche gegebene Widerstand des Multiplicators; D das durch einen Strom von der Intensität Eins auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment. Dann ergeben sich nach Heinrich Weber[1]) folgende Bedingungen für die grösste Empfindlichkeit des Galvanometers, d. h. für das Maximum des Drehungsmomentes D:

$$h = 0{,}51602\,L; \qquad b = 0{,}75540\,L$$

$$l = 1{,}1167\,L^{3/2}\sqrt{\frac{W}{\varrho}} \qquad q = 1{,}1167\,L^{3/2}\sqrt{\frac{\varrho}{W}}$$

$$P = lq\delta = 1{,}2470\,\delta L^3$$

und es ist das Drehungsmoment für den Strom Eins

$$D = 2{,}8884\,\frac{m}{\sqrt{L}}\sqrt{\frac{W}{\varrho}}\,.$$

Ist L in Centimetern ausgedrückt, so ist P in Grammen gegeben.

Hiernach sind die Dimensionen des Multiplicators $2a$, h und b, sowie das Gewicht P des zu verwendenden Drahtes von dem Widerstande W und dem specifischen Widerstande ϱ desselben unabhängig, d. h. die Gestalt des Rahmens des Multiplicators ist bei gegebener Länge der Nadel für alle Fälle völlig bestimmt, und man hat nur die Dicke und Länge des Drahtes je nach der Grösse von W und ϱ zu verändern.

318 Besteht das Drahtgewinde des §. 297 beschriebenen Galvanometers nur in einer kreisförmigen Kupferdrahtrolle vom Radius R, ist der Durchmesser des Spiegels L, der Abstand der Nadelenden vom Dämpfer 1 mm und die Dicke des Dämpfers in radialer Richtung 17 mm, der Ab… der inneren Windungsschicht von dem Dämpfer 1 mm, so ergiebt sich

[1]) Heinrich Weber, Pogg. Ann. **137**, p. 121, 1869*.

unter Beibehaltung der sonstigen Bezeichnungen des §. 317, wenn w der innere Widerstand ist, nach H. Weber[1])

$$R = 1{,}5\,L \qquad a = L \qquad h = 3{,}09552\,L \qquad b = 5{,}45012\,L$$

$$q = 15{,}9292\,L^{3/2}\sqrt{\frac{\varrho}{w}} \qquad l = 15{,}9292\,L^{3/2}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}$$

$$P = 2263{,}61\,.\,10^{-6}\,L^3$$

$$D = 1{,}30202\,(1 - 0{,}0201862\,sin\,\alpha^2)\,cos\,\alpha\,\frac{m}{\sqrt{L}}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}$$

Für eine Tangentenbussole ergiebt sich: 319

1) wenn der Durchmesser $2R = 5L$:

$$R = 2{,}5\,L$$
$$a = 2{,}0\,L$$
$$h = 5{,}21007\,L,$$
$$b = 9{,}22880\,L,$$
$$q = 34{,}8039\,L^{3/2}\sqrt{\frac{\varrho}{w}}$$
$$l = 34{,}8039\,L^{3/2}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}$$
$$P = 10806{,}1\,.\,10^{-6}\,L^3$$
$$D = 1{,}00597\,(1 - 0{,}0070541\,sin^2\alpha\,\frac{m}{\sqrt{L}}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}$$

2) wenn $2R$ sehr gross gegen L ist:

$$h = 2{,}09516\,R,$$
$$b = 3{,}72354\,R,$$
$$q = 8{,}87855\,R^{3/2}\sqrt{\frac{\varrho}{w}}$$
$$l = 8{,}87855\,R^{3/2}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}\,.$$
$$P = 703{,}231\,.\,10^{-6}\,R^3$$
$$D = 1{,}58836\,cos\,\alpha\,\frac{m}{\sqrt{R}}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}\,.$$

Die Galvanometer mit gestreckter Stromcurve geben unter Aufwand on nur etwa dem zehnten Theil an Draht eine um ein Drittel grössere mpfindlichkeit als ein entsprechendes Galvanometer mit kreisförmiger tromcurve. Bei langen Nadeln ist also erstere Form unbedingt vor-

[1]) H. Weber, Pogg. Ann. **154**, p. 239, 1875*, **157**, p. 555, 1876*. Alles brige siehe in der Originalabhandlung, wo die Empfindlichkeit u. s. f. sehr llständig behandelt ist.

zuziehen, bei kurzen ist die Kreisform wegen des grösseren freien Raumes für die Nadel und leichterer Construction empfehlenswerther[1]).

320 Ist der Draht mit einer isolirenden Schicht von der Dicke δ umgeben, so muss an Stelle von w ein Werth $w_1 = w\,(1 + \gamma)$ gesetzt werden, der wiederum von der Dicke q und von δ abhängig ist, da nun der specifische Widerstand auf den Draht mit der Umspinnung zusammen zu beziehen ist. Es ist dann

$$\gamma = 2\sqrt{\frac{\pi}{q}}\,\delta + \frac{\pi}{q}\,\delta^2 - \cdot$$

Entwickelt man q aus den oben gegebenen Formeln, setzt dasselbe in den Werth für γ ein, bildet $w_1 = w\,(1 + \gamma)$ und führt dies wiederum in die obige Formel für q an Stelle von w ein, so ergeben sich die Werthe für die Länge und den Querschnitt des übersponnenen Drahtes.

Es lässt sich ableiten, dass, um das Maximum der Empfindlichkeit zu erhalten, in diesem Fall der Widerstand der Spirale zum äusseren Widerstand sich verhält, wie der Durchmesser des unbesponnenen Drahtes zu dem des besponnenen[2]).

321 Will man den Apparat immer zu ganz gleichen Messungen, z. B. zu Vergleichungen von Widerstandsetalons verwenden, wobei die äussere Leitung nahezu denselben Widerstand bewahrt, so muss, um das Maximum der Wirkung zu erzielen, die Länge l und Dicke d des zum Multiplicator verwendeten Drahtes so gewählt werden, dass bei dem gegebenen Volumen V, sein Widerstand dem Widerstand der ausserhalb eingeschalteten Widerstände W_1 gleich ist.

Ist der Widerstand des Drahtringes, wenn er nur eine massive Windung darstellt, gleich W, die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise gleich E, so ist das der Stromintensität entsprechende auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment

$$\Delta = \frac{E}{W + W_1}.$$

Wird der Draht des Multiplicators von $n$facher Länge, also bei gleichem Volumen von n mal so kleinem Querschnitt genommen, so wird die Windungszahl die $n$fache, und der Widerstand $n^2 W$. Das Drehungsmoment ist mithin

$$\Delta_n = \frac{n\,E}{n^2 W + W_1}.$$

---

[1]) Eine graphische Methode, bei welcher die Radien der einzelnen Windungen als Abscissen, die berechneten Wirkungen als Ordinaten für verschiedene Abstände derselben von der Mitte der Nadel aufgetragen und durch Ausmessen der Flächenräume der Curven die Gesammtwirkung auf die Nadel berechnet wird, siehe Edelmann, Carl's Rep. 16, p. 670, 1880*, Beibl. 5, p. 61, 1881*.

[2]) Schwendler, Phil. Mag. [4] 23, p. 29, 1867*; H. Weber, Pogg. A

Damit dieser Ausdruck ein Maximum werde, muss

$$n^2 W = W_1 \text{ sein.}$$

Ist G das Gewicht des Drahtes, so ist, wenn aus ihm nur eine Windung gebildet wird, abgesehen von der bei Vermehrung des Gewichtes erfolgenden Vergrösserung des mittleren Abstandes der Windungen von der Nadel und dadurch erfolgenden Veränderung ihrer Einwirkung bei richtiger Wahl der Widerstandseinheit

$$c\,W = \frac{1}{G}$$

u setzen, wo c eine Constante ist, also bei Erreichung des Maximums

$$n^2 W = \frac{n^2}{c\,G} = W_1, \text{ d. h. } n = c\,\sqrt{W_1}\,\sqrt{G}.$$

as Maximum der Wirkung selbst ist gleich

$$\Delta_m = \frac{n\,E}{2\,W_1} = c\,\sqrt{G}\cdot\frac{E}{2\sqrt{W_1}}.$$

Bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft und gleichem Widerande der Kette ist also unter Vernachlässigung des Einflusses der Verhiedenheit der Weite der Windungen bei der Maximalwirkung die abkende Kraft der Quadratwurzel aus dem Gewicht des verwendeten rahtes proportional.

Ist die für die Windungen gegebene Drahtmenge unbegrenzt, so 322
eten andere Bedingungen für das Verhältniss des Widerstandes W_1 deselben und des Widerstandes W ausserhalb des Multiplicators ein [1]).

Ist die Gestalt der Windungen, wie in §. 317, durch zwei parallele, a den Enden durch Halbkreise verbundene Linien bestimmt, so ist unter ibehaltung der dortigen Bezeichnungen, wenn ausserdem d die Dicke es Drahtes mit der Ueberspinnung ist, die Zahl der Windungen $n = bh/d^2$ nd die Gesammtlänge derselben $l = bh[(2a+h)\pi + 2L]/d^2$. Es sei die elektromotorische Kraft, W der Widerstand der Schliessung ausser em Multiplicator, α das Verhältniss des Querschnittes des Drahtes ohne mspinnung zu dem mit Umspinnung, so ist das auf die Nadel ausübte Drehungsmoment unter der Voraussetzung, dass alle Windungen eich wirken:

$$A = \frac{bh}{d^2}\cdot\frac{E}{W + \frac{bh}{d^2}\left((2a+h)\,\pi + 2\,L\right)\frac{4\,\alpha\,w}{d^2\pi}}.$$

, p. 239, 1875*, auch Brough, Phil. Mag. [5] 4, p. 253, 1877*; Beibl. 1, 82*.

[1]) du Moncel, Compt. rend. 77, p. 368, 1878*; 85, p. 377, 1877*; Beibl. 1, 82*.

Ist die Dicke h der Widerstandsschicht variabel, so folgt für das Ma

$$W = 4 \frac{b h^2 \alpha w}{d^4}.$$

In diesem Fall muss also der Widerstand des Multiplicators u Werth $8 h b \alpha w (a\pi + L) / d^4 \pi$ grösser sein, als der der äusseren Schlie

Besteht der Multiplicator nur aus kreisförmigen Windungen, i $L = 0$, so wird

$$A_0 = \frac{b h d^2 E}{W d^4 \pi + 4 b h (2a + h) \pi \alpha w}$$

und der erwähnte Ueberschuss gleich $8 b h \alpha w . a / d^4$.

323 Die Empfindlichkeit eines der beschriebenen Instrumente lässt s dem logarithmischen Decrement der Schwingungen des Magnetes b öffnetem und geschlossenem Drahtgewinde bestimmen. Wir habe bei nach F. Kohlrausch[1]) zwei Fälle zu unterscheiden, erstens, ein momentaner Strom der Nadel eine gewisse Winkelgeschwin ertheilt, sodann, wenn ein constanter Strom die Windungen durch

Es sei das Drehungsmoment, welches der momentane Stron auf die Nadel ausübt, wenn letztere in ihrer, den Drahtwind parallelen Gleichgewichtslage schwebt, gleich q; welcher Werth a Empfindlichkeitscoëfficient des Galvanometers definirt w kann. w sei der Widerstand des in sich geschlossenen Multipli Entfernt sich dann die Nadel aus jener Lage mit der Winkelgeschw keit $d\varphi/dt$, so ist die im Multiplicator inducirte elektromotorische in elektromagnetischem Maasse $- q/w . d\varphi'/dt$ und das Dreh moment, welches rückwärts die Schwingungen der Nadel dämpft, $- q^2/w . d\varphi/dt$. Der Luftwiderstand bewirke eine Dämpfung, di Drehungsmoment $- c\, d\varphi/dt$ entspreche. Ist das vom Erdmagne auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $- H\varphi$, K das Träg moment derselben, so wird

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{1}{K}\left(\frac{q^2}{w} + c\right)\frac{d\varphi}{dt} + \frac{H}{K}\varphi = 0.$$

Ist T_1 die Schwingungsdauer der Nadel unter Einfluss der Däm λ das logarithmische Decrement, so ist

$$\frac{q^2}{wK} + \frac{c}{K} = 2\frac{\lambda}{T_1}.$$

Ist die Leitung unterbrochen, so ist $q = 0$. Ist hierbei die S gungsdauer T_0, das logarithmische Decrement λ_0, so ergiebt si Constante des Luftwiderstandes

$$\frac{c}{K} = 2\frac{\lambda_0}{T_0},$$

[1]) F. Kohlrausch, Gött. Nachr. 1870, 5. Nov.*; Pogg. Ann. Ergä band 6, p. 1, 1873*.

und da $T^2/(\pi^2 + \lambda_0^2) = T_1^2/(\pi^2 + \lambda_1^2)$ ist, so wird

$$q^2 = 2\,\frac{wK}{T_0}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda_1^2}} - \lambda_0\right),$$

wodurch die Empfindlichkeit des Galvanometers für Inductionsströme bestimmt wird.

Für constante Ströme berechnet sich die Empfindlichkeit p eines 324
Galvanometers in anderer Weise. Lenkt ein Strom von der constanten Intensität i die Nadel desselben dauernd um den Winkel φ ab, so ist, wenn φ so klein ist, dass $tg\,\varphi = \varphi$ gesetzt werden kann, p durch die Gleichung

$$p\,i = \varphi$$

gegeben. Ist, wie oben, das Drehungsmoment, welches auf die Nadel in der Ruhelage durch den Strom Eins ausgeübt wird, gleich q, M das magnetische Moment der Nadel, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so ist

$$q\,i = HM\varphi.$$

Nun ist nach §. 226

$$HM = \frac{\pi^2 K}{T_0^2},$$

also

$$p = \frac{T_0^2}{\pi^2 K}\,q.$$

Man kann die Intensität der Ströme mittelst der Tangentenbussole 325
und des Spiegelgalvanometers in verschiedener Weise bestimmen, sowohl wenn die Ströme constant längere Zeit durch den Draht des Multiplicators geleitet werden, als auch wenn sie nur sehr kurze Zeit durch denselben fliessen.

a) Messung der Intensität von Strömen von längerer Dauer.

1. Man kann diese Messung einmal vornehmen, indem man die constante Ablenkung bestimmt, welche der Magnetstab unter Einfluss des wirkenden Stromes annimmt. Man addirt dazu die Ablenkung durch die Torsion des den Magnet tragenden Fadens. Bei dem in §. 233 beschriebenen Apparat ist indess die Dämpfung der Schwingungen des Magnetes nicht so vollkommen, dass er nach Einwirkung [ih]n richtenden Kräfte schnell seine jedesmalige Ruhelage annimmt. [Man] bestimmt deshalb den seine Ruhelage bezeichnenden Theilstrich d [der S]cala ohne und mit Einfluss des Stromes in jedem Falle aus den [Beoba]chtungen dreier auf einander folgender, an der Scala abgelesener [Elong]ationen a, b, c, wo dann $d = \frac{1}{4}(a + 2b + c)$ ist. Nur wenn die

Dämpfung bedeutender ist, muss man die anderen in §. 238 u. f. angef
ten Formeln verwenden. Nachher öffnet man den Schliessungskreis
ablenkenden Stromes, beobachtet von Neuem die Lage des Magn
welche sich durch Veränderung der magnetischen Declination gleich
geändert haben kann. Man betrachtet das Mittel der ersten und let
Bestimmung als den Nullpunkt, von dem aus man die Ablenkung
Magnetes rechnet.

Bei den Spiegelgalvanometern entspricht die bei irgend einer
lenkung des Magnetes beobachtete Zahl n der Theilstriche, um w
das Spiegelbild der Scala sich verschoben hat, der Tangente des do
ten Ablenkungswinkels α des Spiegels. — Ist r der Abstand des Spi
von der Scala, so ist

$$n = r\,tg\,2\alpha.$$

Die Thl. I, §. 43 gegebene Tabelle gestattet, aus den beobachteten
then n und r den Werth $tg\,\alpha$ zu berechnen, welchem die Strominten
I proportional ist. Bei geeigneter Wahl der Einheiten ist also

$$I = \frac{H}{D}\,tg\,\alpha,$$

wo H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, D das Dreh
moment ist, welches bei der Intensität Eins der durch die Draht
dungen hindurchgeleitete Strom auf die mit der Einheit des Magn
mus beladene Nadel in ihrer Ruhelage (parallel den Drahtwindun
ausübt. Den Werth $F = H/D$ nennt man den Reductio
factor.

Da in vielen Fällen die Ablenkungen des Magnetes sehr klein
so kann man häufig die Tangente des einfachen und doppelten Al
kungswinkels α dem Winkel α oder 2α gleich setzen und dann i
Stromintensität I der Zahl n der Scalentheile direct proportional.

326 2. In einer zweiten Art ist die Intensität des constan
Stromes zu messen, indem man nur den ersten Aussch
der Nadel bestimmt.

Wenn keine Dämpfung der Schwingungen eintritt, ist d
Ausschlag α doppelt so gross, als die constante Ablenkung der N
aus ihrer Gleichgewichtslage, da sie gerade ebenso weit über die
constante Lage hinausschwingt, welche sie unter Einfluss des Str
annehmen würde, wie sie sich von der ersten Ruhelage bis zu jener
bewegt hatte.

327 Werden die Schwingungen der Nadel gedämpft, so berec
sich der erste Ausschlag in folgender Weise. Wir wollen hierbei
Benutzung der Spiegelgalvanometer voraussetzen, bei denen die ab

de Kraft des Stromes der Ablenkung proportional zu setzen ist [1]). Die
npfung sei nicht so gross, dass die Nadel aperiodisch schwingt.

Setzt man in Formel 17, §. 240, $\xi T_1 / T = \xi_1$, so bezeichnet der
th

$$x = p + \xi_1 e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Lage einer Nadel, welche durch eine ihrer Ablenkung $(x - p)$ aus
Ruhelage p proportionale Richtkraft in Schwingungen versetzt wird,
Zeit t, während die Schwingungsdauer der Nadel gleich T_1, das
rithmische Decrement ihrer Schwingungen gleich λ ist.

Setzt man die Zeit $t = 0$ für den Moment, wo die Nadel durch die
irkung des Stromes aus ihrer ersten Ruhelage abgelenkt wird, so
n dieser Zeit ihre Geschwindigkeit $dx/dt = 0$, also nach §. 241
hung 20)

$$tg \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) = \frac{\pi}{\lambda} \text{ oder } t - \vartheta = \frac{T_1}{\pi} \operatorname{arc} tg \frac{\pi}{\lambda} \cdot$$

Ist $\operatorname{arc} tg (\pi/\lambda)$ im ersten Quadranten gleich a, so sind seine übrigen
he $a \pm n\pi$. Für die erste Gleichgewichtslage ist $t - \vartheta = 0$; wir
n also für den Anfangspunkt der Schwingungen für $\operatorname{arc} tg (\pi/\lambda)$ den
h $a - \pi$ zu nehmen. Für $t = 0$ ist dann $-\vartheta = T_1/\pi . \operatorname{arc} tg (\pi/\lambda)$,

$$x = p + \xi_1 e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + \operatorname{arc} tg \frac{\pi}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Geht man ferner bei der Messung der Ausschläge x von der Ruhe-
der Nadel ohne Einfluss des Stromes aus, so ist für $t = 0$ auch
0, also die Ruhelage unter Einfluss des Stromes

$$p = \xi_1 \sin \left(\operatorname{arc} tg \frac{\pi}{\lambda}\right) = \frac{\pi \xi_1}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

$$x = \frac{\pi \xi_1}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} + \xi_1 e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + \operatorname{arc} tg \frac{\pi}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Hat die Nadel das Maximum des Ausschlages x_m erreicht, so ist
T_1, also der Ausschlag

$$x_m = \frac{\pi \xi_1}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} (1 + e^{-\lambda}) = p\,(1 + e^{-\lambda}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Aus dem ersten Ausschlage x_m berechnet sich also die constante
lage p der Nadel unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{x_m}{1 + e^{-\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

---

[1]) W. Weber, Maassbestimmungen, 2, p. 342 u. flgde. Math.-phys. Ab-
ngen der K. Sächs. Gesellschaft 1852*.

Ist das logarithmische Decrement λ klein, so kann man hierfü
nach der Entwickelung von $e^{-\lambda}$ nach Potenzen von λ setzen

$$p = \frac{1}{2} x_m + \frac{1}{4} \lambda x_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Ist $\lambda = 0$, also keine Dämpfung vorhanden, so wird $p = {}^1/_2 x_m$
wie oben angegeben ist.

328 Besitzt der constante Strom eine sehr geringe Intensität, so ist di
durch ihn hervorgebrachte constante Ablenkung und erste Elongati
der Nadel zu klein, um gemessen zu werden. Man kann sich dann d
sogenannten **Multiplicationsmethode** bedienen. Man kehrt durc
einen Gyrotrop die Richtung des die Nadel ablenkenden Stromes a
Ende jeder Elongation so um, dass der Strom die Nadel in derselb
Richtung antreibt, in der sie ihre Schwingungen zu machen begin
Hierdurch wächst die Schwingungsweite. Behalten wir die §. 327 b
nutzten Bezeichnungen bei, so ist die erste Elongation

$$x_m = p\,(1 + e^{-\lambda}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

und die constante Ruhelage der Nadel während der Einwirkung d
Stromes $p = \pi \xi_1 (\pi^2 + \lambda^2)^{-1/2}$.

Wird die Stromesrichtung umgekehrt, wenn die Nadel den Sta
x_m einnimmt, so wird die Ruhelage in der Richtung der Schwingung u
$p_1 = \pi \xi_1 (\pi^2 + \lambda^2)^{-1/2}$ verschoben, die Ablenkung der Nadel von die
zweiten Ruhelage ist demnach

$$x_m + p_1 = \frac{\pi \xi_1}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} (2 + e^{-\lambda}).$$

Führt man diesen Ausdruck statt des Werthes p in die Gleichung
des vorigen Paragraphen ein, so ergiebt sich die Grösse der zweit
Elongation von dem Endpunkte der ersten Elongation an gerechnet

$$x_{2m} = p(2 + 3e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}).$$

Ebenso erhält man die dritte Elongation nach einer neuen U
kehrung der Stromesrichtung

$$x_{3m} = p(2 + 4e^{-\lambda} + 3e^{-2\lambda} + e^{-3\lambda})$$

u. s. f.

Wiederholt man das Verfahren, so werden zuletzt die Schwingung
bogen constant. Dann wird der Grenzwerth, dem sie sich nähern,

$$\pm x_{nm} = p\left(2 - 4\,\frac{1}{1 - e^{-\lambda}}\right),$$

woraus sich die Ruhelage ergiebt, welchen die Nadel bei gleichmäs
Einwirkung des constanten Stromes annimmt:

$$p = \frac{x_{nm}}{2} \left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}}\right).$$

b) Messung der Intensität der Ströme von sehr kurzer Dauer.

Ist die Zeitdauer der Ströme so gering, dass man sie gegen die 329
Schwingungsdauer der Nadel vernachlässigen kann, so weicht die Nadel während ihres Verlaufes so wenig aus der Gleichgewichtslage, dass man die Wirkung der Ströme als einen momentanen Stoss auf die Nadel in tangentialer Richtung betrachten kann.

Wir haben schon §. 137 angeführt, dass dann die ablenkende Kraft des Elektricitätsstromes der bei der Nadel vorbeigegangenen Elektricitätsmenge proportional ist.

Wirkt ein sehr kurz dauernder Strom auf eine Nadel, welche ohne Einfluss der Dämpfung schwingt, so schlägt sie so weit aus, dass sie nach der Rückkehr in ihre Ruhelage durch letztere mit der gleichen Geschwindigkeit C hindurchgeht, mit welcher sie aus derselben getrieben wurde. Bezeichnet man daher die mittlere Stromintensität mit i, die sehr kleine Zeitdauer des Stromes mit τ, so ist C dem Werthe τi proportional. Ist α der Ablenkungswinkel der Nadel, D das Drehungsmoment, welches der Nadel durch einen Strom von der Einheit der Intensität ertheilt wird, k ihr Trägheitsmoment, so ist

$$C = \tau i \,.\, const = \frac{\tau i D}{k} = \sqrt{1 - \cos\alpha} = 2 \sin \frac{1}{2}\, \alpha.$$

Die Gesammtintensität $I = \tau i$ des momentanen Stromes ist mithin den Sinus des halben Ablenkungswinkels der Nadel proportional.

Ist r der reducirte Radius des Multiplicators, den wir uns kreisförmig denken wollen (vergl. §. 314), n die Zahl seiner Windungen, M das Moment der Nadel, so ist das Drehungsmoment, welches der Strom Eins auf die Nadel ausübt $D = 2 n \pi M / r$. Ist H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, F der Reductionsfactor des Instrumentes, so ist $F = r H / 2 \pi n$, also $D = MH / F$ und

$$I = \tau i = 2 \frac{kF}{MH} \sin {}^1/_2 \alpha.$$

In dieser Formel kann man noch k eliminiren. Da das auf die Nadel ausgeübte Directionsmoment gleich MH ist, so wird, wenn die durch die Torsion des sie tragenden Fadens auf sie wirkende Directionskraft $\vartheta = \zeta MH$ (wo ζ eine Constante) und die Schwingungsdauer der Nadel T ist, nach §. 247

$$(1 + \zeta)\, M H T^2 = \pi^2 k.$$

so

$$I = 2 \frac{(1 + \zeta)}{\pi^2}\, T^2 \,.\, F \sin {}^1/_2 \alpha = \frac{(1 + \zeta)\, H r T^2}{n \pi^3} \sin {}^1/_2 \alpha \quad . \quad . \quad 1)$$

oder bei kleinen Ausschlägen, wie bei den Spiegelapparaten

$$I = \frac{(1 + \zeta) H r T^2}{2 n \pi^3} \alpha \quad . \; . \; . \; . \; . \; .$$

330 Schwingt der Magnet unter Einfluss der Dämpfung, und ist let nicht so gross, dass die Bewegung aperiodisch wird, so lässt sic Geschwindigkeit C der Nadel bei Beginn des Ausschlages nach fo der Ableitung finden:

Die Gleichung der Schwingungen einer unter Einfluss der Dämj schwingenden Nadel ist nach §. 240 u. 327

$$x = p + \xi_1 e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \frac{\pi}{T_1} (t - \vartheta) \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Zählt man die Zeit von dem Beginn des Ausschlages der Nadel die Ausschläge x von ihrer Ruhelage vor Einfluss des Stromes an, s

$$p = 0 \text{ und } \vartheta = 0,$$

also

$$x = \xi_1 e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Die Geschwindigkeit der Nadel für $t = 0$ ist:

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T_1} \xi_1,$$

also

$$x = C \frac{T_1}{\pi} e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_1} \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Für das Ende der ersten Elongation ist $dx/dt = 0$, also w §. 240 Nr. 20:

$$tg\, \pi \frac{t}{T_1} = \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t = \frac{T_1}{\pi} \, arc\, tg \frac{\pi}{\lambda} \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Führt man diesen Werth für t in Gleichung 3) ein und bei sichtigt, dass nach §. 239 Nr. 12, wenn T die Schwingungsdauer Nadel ohne Dämpfung angiebt,

$$\sin \pi \frac{t}{T_1} = \sin . \, arc\, tg \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} = \frac{T}{T_1},$$

ist, so hat man aus Gleichung 3) die Weite der Elongation x_1

$$x_1 = C \frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda}},$$

$$C = x_1 \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Entwickelt man die Potenz in einer Reihe, so kann man, wenn das Decrement λ klein ist:

$$C = \frac{\pi}{T} x_1 \left(1 + \frac{1}{2} \lambda\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

etzen.

Hat man also die Nadel ohne Einfluss der Dämpfung schwingen sen und ihre Schwingungsdauer T direct bestimmt, oder dieselbe aus r Schwingungsdauer unter Einfluss der Dämpfung nach Anleitung des . 239 mittelst Beobachtung des logarithmischen Decrementes λ abeitet, so ergiebt sich ihre der Intensität des sie ablenkenden momenen Stromes proportionale Geschwindigkeit C im Moment der Ablenng aus ihrer ersten Elongation nach Formel 5) oder 6).

Führt man diesen Werth von C an Stelle von $2 \sin {}^1/_2 \alpha$ in die Gleing 1) des vorigen Paragraphen ein und vernachlässigt ζ, so erhält man

$$I = 2F . \frac{T}{\pi} x_1 . e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

d wenn das Decrement λ klein ist

$$I = 2F . \frac{T}{\pi} x_1 \left(1 + {}^1/_2 \lambda\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

Bedient man sich der Spiegelablesung, ist der Abstand des Spiegels der Scala r, und hat man direct den Ausschlag a abgelesen, so ist $= {}^1/_2 a/r$ (da der abgelesene Werth dem doppelten Ausschlagswinkel pricht), mithin ist auch

$$I = F . \frac{T}{\pi r} a . \left(1 + {}^1/_2 \lambda\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

Vernächlässigung der Dämpfung fällt das λ enthaltende Glied fort.

Schwingt die Nadel aperiodisch, indem die Dämpfung sehr bedeutend 331
so folgt aus der §. 244 entwickelten Gleichung 2) der Schwingungen

$$x = e^{-\varepsilon t} (A e^{-rt} + B e^{rt}),$$

lbst $r = \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}$ und $\varepsilon > n$ ist, wenn die Dauer τ des Stromes kurz ist

$$A = -\frac{C}{2r}, \quad B = + \frac{C}{2r}$$

$$x = \frac{C}{2r} (e^{-(\varepsilon - r)t} - e^{-(\varepsilon + r)t})\,^1).$$

Der Magnet erreicht das Maximum des Ausschlages zur Zeit

E. du Bois-Reymond, l. c. §. 237.

$$t_{max} = \frac{1}{2r} \log \frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r},$$

wobei

$$x_{max} = \frac{C}{2r} \left(\frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r}\right)^{-\frac{(\varepsilon - r)}{2r}} - \left(\frac{\varepsilon + r}{\varepsilon - r}\right)^{-\frac{(\varepsilon + r)}{2r}}$$

wird. Das Resultat ist also praktisch nicht bequem zu verwerth
$\varepsilon = n$, $r = o$, so wird $A = o$, $B = C$, also

$$x = C t e^{-\varepsilon t},$$

$$t_{max} = \frac{1}{\varepsilon}, \quad x_{max} = \frac{C}{\varepsilon e}.$$

332 Ist die Intensität der momentanen Ströme gering, so ka
zu ihrer Messung die **Multiplicationsmethode** verwenden
man jedesmal, wenn die Nadel durch die ursprüngliche Ruhel
durchgeht, den momentanen Strom in derjenigen Richtung um si
leitet, dass der durch ihn auf die Nadel ausgeübte Stoss ihr
schwindigkeit in gleicher Richtung mit ihrer jeweiligen Beweg
theilt. Bei jedem Hin- und Hergang der Nadel muss also die R
des momentanen Stromes gewechselt werden.

Die Intensität des momentanen Stromes ergiebt sich aus d
lichen Schwingungsbogen wie folgt:

Ist die Nadel durch den ersten momentanen Strom mit
schwindigkeit C abgelenkt, so ergiebt sich aus Gleichung 3) des
ihre Geschwindigkeit $C_1 = dx/dt$ zur Zeit $t = T_1$ am Er
Schwingung, wenn die Nadel zum ersten Male in ihre Ruhelage
gekehrt ist, also:

$$C_1 = - C e^{-\lambda}.$$

Erhält die Nadel in diesem Moment die Geschwindigkeit -
besitzt sie jetzt die Geschwindigkeit $- C(1 + e^{-\lambda})$. Setzt ma
Werth statt C in die die Grösse x_1 der ersten Elongation der N
stimmende Gleichung 5) des §. 330:

$$x_1 = C \frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}$$

ein, so erhält man die zweite Elongation von der Ruhelage:

$$x_2 = - (1 + e^{-\lambda}) x_1.$$

Der ganze erste Schwingungsbogen s_1 der Nadel zwische
extremen Stellungen x_1 und x_2 ist demnach:

$$s_1 = x_1 - x_2 = (2 + e^{-\lambda}) x_1.$$

Ebenso ergiebt sich der folgende Schwingungsbogen:

$$s_2 = (2 + 2e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}) x_1$$

[redacted]

llmählich nähert sich hierbei die Grösse der Schwingungsbogen
ıximum, welches ist:

$$s_m = \left(\frac{2}{1 - e^{-\lambda}}\right) x_1,$$

ich die Geschwindigkeit C der Nadel bei ihrem ersten Aus-
rechnet:

$$C = \frac{s_m}{2} \frac{\pi}{T} (1 - e^{-\lambda}) e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}.$$

Einführung dieses Werthes von C in die Gleichung 1) des
hält man

$$I = \frac{1}{2} f \cdot \frac{T}{\pi} s_m \left(1 - e^{-\lambda}\right) e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}$$

nn wiederum die Spiegelablesung verwendet worden ist und
Grösse des Schwingungsbogens in Scalentheilen gleich σ_m beob-
t, wobei der Abstand des Spiegels von der Scala r sei, $s_m = \sigma_m / 2r$

$$I = \frac{1}{4r} f \cdot \frac{T}{\pi} \sigma_m \left(1 - e^{-\lambda}\right) e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}.$$

iodisch schwingende Magnete ergeben sich auch hier compli-
ormeln (s. E. du Bois-Reymond l. c.).

e andere Methode, die Intensität gleich starker, in abwechselnder 333
auf einander folgender momentaner Ströme, z. B. von Inductions-
zu bestimmen, ist die von W. Weber[1]) angewendete sogenannte
werfungsmethode. Man leitet den ersten dieser Ströme
gedämpfte Magnetnadel und misst die erste nach einer halben
ung erfolgende positive Elongation (I) derselben, so wie die
₂ Schwingungen erfolgende negative Elongation (II). Wenn nun
l beim Rückgang (nach zwei Schwingungen) durch die Nulllage
geht, lässt man den zweiten, entgegengerichteten Strom auf
n. Dadurch erhält die Nadel einen ihrer Bewegung entgegen-
gerichteten Stoss und geht auf die negative Seite. Wiederum
darauf folgende erste negative (III) und positive (IV) Elongation
et und beim Rückgang der Nadel auf Null der dritte, jetzt in
rünglichen Richtung wirkende Strom um die Nadel herumgelei-
so die Nadel wieder auf die positive Seite geworfen u. s. f. Die
er jedesmaligen Schwingungsbogen zwischen den positiven und
n Elongationen wird nach der Einwirkung jedes Stromes beob-

---

[1]) rgleiche Resultate des magnet. Vereins 1838, p. 98*.

Hier correspondiren unter einander die Beobachtungen I, V, sowie II, VI, X, oder III, VII, XI, und IV, VIII, XII. Die Mittelw jeder dieser Reihen werden bald constant.

Sind die Differenzen der Beobachtungswerthe der ersten und dı Reihe gleich β, die der zweiten und vierten α, so ist das logarithm Decrement

$$\lambda = log\, nat\, \frac{\alpha}{\beta},$$

und die Geschwindigkeit, welche die Nadel durch jeden moment Stoss (ausser dem ersten) erhält, welche also der Intensität dess entspricht:

$$C = \frac{\pi}{2\,T} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \frac{\lambda}{\pi}},$$

wo T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist die Dämpfung klein, so sind α und β wenig von einander schieden, und es ist mit immer geringerer Genauigkeit [1])

$$C = \frac{\pi}{2\,T} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} \text{ oder } C = \frac{\pi}{2\,T} (\alpha + \beta) \quad . \quad . \quad .$$

---

[1]) Rechnet man die Zeit der Schwingungen der Nadel von ihrer Ruh ($x = 0$) an, so ist der Stand der Nadel zur Zeit t gegeben durch die F (§. 330, 2):

$$x = \xi_1 e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} sin \frac{\pi}{T_1} t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Da für die erste positive und negative Elongation $dx/dt = 0$ ist, so t diese Elongationen ein in den Zeiten

$$t_1 = \frac{T_1}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t_2 = T_1 + \frac{T_1}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda} \text{ (vergl. §. 330, 4).}$$

Setzt man diese Werthe für t in Gleichung 1) ein, so sind die beiden Elongationen:

$$x_1 = + \frac{\xi_1 \pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda}}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}; \quad x_2 = - \frac{\xi_1 \pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) - \lambda}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad .$$

Nach der Zeit $2\,T_1$, wenn die Nadel in der Ruhelage angekommen ist sie die Geschwindigkeit $dx/dt = \pi/T_1 . \xi_1 e^{-2\lambda}$. Hierzu erhält sie durc Inductionsstoss die Geschwindigkeit $- C$. Während der folgenden zwei Sc gungen ist daher

$$x = \left(\xi_1 e^{-2\lambda} - \frac{\pi}{T_1} C\right) e^{-\frac{\lambda}{T_1}(t - 2\,T_1)} sin \frac{\pi}{T_1} t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Berechnet man wieder die beiden folgenden Elongationen wie obe werden diese

$$x_3 = \frac{\xi_1 e^{-2\lambda} - \frac{T_1}{\pi} C}{\xi_1} x_1; \quad x_4 = \frac{\xi_1 e^{-2\lambda} - \frac{T_1}{\pi} C}{\xi_1} x_2 \quad . \quad .$$

Zur Zeit $t = 4\,T_1$ erhält die Nadel wieder einen Stoss $+ C$, so da dadurch die frühere Geschwindigkeit annimmt, welche für $t = 0$ gleich π

Unter Anwendung der §. 329 angeführten Formeln wird dann auch e Gesammtintensität jedes Stromes

$$I = \frac{(1 + \zeta)\, H r T}{4 n \pi^2} (\alpha + \beta),$$

o $\vartheta = \zeta M H$ die Torsionsconstante des Fadens, H die horizontale omponente des Erdmagnetismus, r der reducirte Radius des Multiicators, T die Schwingungsdauer der Nadel ist [1]).

---

ar. Berechnet man die Geschwindigkeit für $t = 4\, T_1$ aus der Gleichung 3) nd addirt C, so findet man, wenn man das Resultat jenem Werth gleich setzt,

$$C = \frac{\pi}{T_1} \cdot \xi_1 (1 + e^{-2\lambda}),$$

. i. beim Einsetzen in 4) $x_3 = -x_1$ und $x_4 = -x_2$. Bildet man nun die Ausdrücke $\alpha = x_1 - x_3 = 2\, x_1$ und $\beta = x_4 - x_2 = -2\, x_2$ nach den Gleichungen 2), o erhält man unter Berücksichtigung der Gleichung

$$\frac{\pi^2}{T_1^2} = \frac{\pi}{T^2} - \frac{\lambda^2}{T_1^2}$$

(§. 239, 12), wo T die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung ist, die Werthe im Text.

[1]) Zuweilen hat man die Intensität momentaner Ströme, z. B von Inductionsrömen, zu messen, welche durch einen Multiplicator strömen, während der agnet desselben schon eine bestimmte Ablenkung x_0 durch einen constanten rom in demselben erhalten hat. Lenkt der momentane Strom den Magnet n u^0 aus der Gleichgewichtslage ab, so ist die Geschwindigkeit v, welche r der Inductionsstrom ertheilt hat und die seine Intensität misst, eben so oss, wie wenn die Nadel von einem jenseits der Gleichgewichtslage befindlichen unkt u_1 gekommen wäre, von dem aus sie, ohne Einwirkung fremder Kräfte hwingend, denselben Ausschlag u erreicht hätte. Zählen wir hierbei die Zeit on dem Ausschlag $x = u_1$ an, so ist für $t = o$, $x = u_1$ und $dx/dt = o$; ann ergiebt sich aus der ersten Gleichung §. 238:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} + n^2 x + 2 \varepsilon \frac{d x}{d t} = o,$$

$$x = u_1 e^{-\varepsilon t} \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}} \sin t \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} + \cos t \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

nd

$$\frac{d x}{d t} = \frac{u_1 n^2}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}} e^{-\varepsilon t} \sin t \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Ist T_1 die Zeit einer Schwingung unter Einfluss der Dämpfung, so ist

$$u_1 = u e^{\varepsilon T_1}$$

nd

$$\sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \, . \, T_1 = \pi$$

eichung 8, §. 238). Bei Einführung dieser Werthe folgt aus 1) und 2):

$$\frac{d x}{d t} = \varepsilon x \pm e^{-\varepsilon t} \sqrt{u e^{\varepsilon T_1} - \frac{x^2 \pi^2}{T_1^2} e^{2 \varepsilon t}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Die Werthe T_1 und u lassen sich experimentell bestimmen, also auch u_1 $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$. Ist das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel ist

$$\lambda = \varepsilon \, T_1,$$

h auch ε gegeben ist. Führen wir diese Werthe in Gleichung 1) ein und statt x den Werth x_0, so lässt sich die Zeit $t = t_0$ berechnen, in der

334 Werden die einzelnen Stromwechsel bei Anwendung der M cations- und Zurückwerfungsmethode nicht ganz rechtzeitig vorgenc so wird das Resultat hierdurch fehlerhaft. Indess sind die Feh nicht zu grossen Abweichungen nicht sehr bedeutend.

Die Verspätungen der Stösse nach der einen oder anderen Ri seien t_1 und t_2. T_0 sei die Schwingungsdauer des Magnetes ohne Dän λ sein logarithmisches Decrement. Dann ist nach Dorn[1]) bei der tiplicationsmethode die wahre Geschwindigkeit γ bei rechtz Stössen, wenn die ohne Rücksicht auf die Correctur für die Verspä berechnete Geschwindigkeit γ^1 ist:

$$\gamma = \gamma^1 \left[1 + \frac{1}{2}\left[\mathfrak{M}(t_1) + \mathfrak{M}(t_2)\right]\right],$$

wo

$$\mathfrak{M}(t) = \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\, e^{-\lambda} t^2 + \frac{\pi^3 \lambda}{3\,T_0^3}\, \frac{e^{-\lambda}(2\,e^{-\lambda} - 1)}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\, t^3$$

ist.

Wenn die Ströme durch einen mit gleichförmiger Geschwin unter Einfluss einer magnetisirenden Kraft, z. B. des Erdmagn in der Zeit von t_0 bis $t_0 + \tau$ um 180° gedrehten Drahtkreis (einen inductor") erzeugt werden, so wird

$$\gamma = \gamma^1 \left[1 + \frac{1}{2}\left[\mathfrak{M}_e(\vartheta_1 \tau_1) + \mathfrak{M}_e(\vartheta_2 \tau_2)\right]\right],$$

wo

$$\mathfrak{M}_e(\vartheta\,\tau) = \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\left(\frac{1}{4} - \frac{2}{\pi^2}\right)\tau^2 + \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\, e^{-\lambda}\vartheta^2 + \frac{\pi^3 \lambda\, e^{-\lambda}(2\,e^{-\lambda}\ldots}{3\,T_0^3 \sqrt{\pi^2 + \ldots}}$$

und $\vartheta = t_0 + {}^1/_2\,\tau$ die Mitte der Inductionsbewegung ist.

Der Schwingungsbogen ist also bei der Multiplicationsmetho zu klein, wenn die Stösse nicht momentan und nicht rechtzei folgen.

Aehnlich ergiebt sich bei der Zurückwerfungsmetho momentanen Strömen:

---

die vom Ausschlag x und u_1 aus schwingende Nadel den Ausschlag x_0 e würde. Werden nun $t_0 = x_0$ statt t und x in Gleichung 3) eingeführt hält man die Geschwindigkeit dx_0/dt, welche die Nadel durch den Ind stoss erhalten hat, und die die Intensität des Inductionsstromes misst.

Eine genauere Berechnung der Dämpfung, wobei das Verhältnis tensität eines in einem Multiplicator inducirten Stromes zu dem durch ben erfolgenden Ausschlage des Magnets, die Empfindlichkeit des Appar Function des Ausschlagswinkels in Betracht gezogen wird (die Dämpf bei abgelenkten Stellungen der Nadel kleiner), siehe H. Schering, Wi 9, p. 287, 452, 1880*.

[1]) Dorn, Wied. Ann. 17, p. 654, 1882*. Wir können hier nur d resultate der Rechnung geben. Eine frühere Berechnung von Chwolson de St. Petersb. 11, p. 403, 1881*; Beibl. 5, p. 450*) war nicht richtig.

$$\gamma = \gamma^1 \left[1 - \frac{1}{2}\,[\Re(t_1) + \Re(t_2)]\right],$$

$$\Re(t) = \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\,e^{-2\lambda}\,t^2 - \frac{\pi^3\lambda}{2\,T_0^3}\,\frac{e^{-2\lambda}(1 + 2\,e^{-2\lambda})}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\,t^3$$

d für einen Erdinductor

$$\gamma = \gamma^1 \left[1 - \frac{1}{2}\,[\Re_e(\vartheta_1\tau_1) + \Re_e(\vartheta_2\tau_2)]\right],$$

$$(\vartheta\,\tau) = \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\,e^{-2\lambda}\,\vartheta^2 - \frac{\pi^3\lambda\,e^{-2\lambda}(1 + 2\,e^{-2\lambda})}{3\,T_0^3\,\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\,\vartheta^3 - \frac{\pi^2}{2\,T_0^2}\left(\frac{1}{4} - \frac{2}{\pi^2}\right)\tau^2.$$

Der Bogen wird also für momentane Ströme stets zu gross. Bei wendung eines Erdinductors kann er zu gross oder zu klein werden. s logarithmische Decrement bleibt bei der unrichtigen Zeit der momenıen Stösse resp. der Dauer der Induction unverändert.

Beispielsweise ist bei momentanen Stössen nach der Multiplicationsthode nach Dorn, wenn $t_1 = t_2$ ist

λ	T_0	t_1	Fehler in Proc.
0,3	25	0,2	0,0234
0,8	15	0,8	0,246
1,5	8	0,8	1,10

Wird andererseits ein Erdinductor etwa in $\tau = 2$ Secunden um 80° gedreht, ist die Schwingungsdauer des Magnetes resp. 17 oder 30,7 cunden (bei Versuchen von W. Weber zur Bestimmung des Ohm), ist für $\vartheta = 0$ bei der Multiplicationsmethode der beobachtete Bogen 0,00324, resp. um 0,00099 zu vergrössern.

Folgt eine grosse Anzahl (n) einzelner Impulse je von der Intensität 335
in der Zeiteinheit auf einander, so kann man den durch einen derselerzeugten Ausschlag der Nadel mit der durch die fortlaufenden Imse erzeugten dauernden Ablenkung derselben vergleichen.

Der Ausschlag durch einen Impuls ist unter Beibehaltung der Bennungen des §. 329, abgesehen von der Torsion, durch die Formel

$$I = 2f \cdot \frac{T^2}{\pi^2}\,\sin\frac{1}{2}\,\alpha$$

eben. Die Tangente der dauernden Ablenkung durch die n Impulse, lche so schnell auf einander folgen mögen, dass die Zwischenzeit zwi-

schen ihnen gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvan
klein ist, ist

$$nI = f\,tg\,\alpha_1.$$

Sind die Ausschläge klein, so kann man den Sinus und di
gente den Winkeln gleich setzen; dann wird

$$\alpha = \frac{\pi^2}{n\,T^2}\,\alpha_1.$$

336 Ausser zu Messungen der Stromintensität können die beschri
Apparate auch zur Bestimmung der Zeitdauer von Strömen diene

Man lässt hierzu einen Strom von einer bestimmten Intensit
von sehr kurzer Dauer durch ein Spiegelgalvanometer fliessen,
man die Ablenkung der Nadel während des Verlaufes des Stromes
schwindend klein ansehen kann, und vergleicht den hierbei statt
den Ausschlag und die permanente Ablenkung der Nadel, wenn ei
von gleicher Intensität, wie jener, dauernd das Galvanometer
fliesst[1]).

Bezeichnet man das magnetische Moment der Nadel mit
horizontale Componente des Erdmagnetismus mit H, die Intensi
Stromes mit I, die Zeitdauer desselben mit τ, den Ausschlag dur
selben mit x, den Ausschlag, wenn derselbe Strom permanent wir
α, die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment der Nadel mit
k, so hat man nach §. 226

$$HM = \frac{\pi^2 k}{T^2} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.$$

Bei der constanten Ablenkung der Nadel ist, wenn wir die T
des Ablenkungswinkels α seinem Bogen gleich setzen:

$$HM.\alpha = I.M \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.$$

und die Geschwindigkeit C, welche der Strom der Nadel bei sei
zen Dauer ertheilt, nach §. 330, Gl. 6

$$\frac{\tau I M}{k} = C = \frac{\pi}{T}\,x + \frac{1}{2}\,\frac{\pi}{T}\,\lambda x \;.\;.\;.\;.$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der N
zeichnet.

Vernachlässigen wir die Dämpfung der Nadel, ist also $\lambda =$
folgt aus den drei Gleichungen die Zeitdauer des Stromes

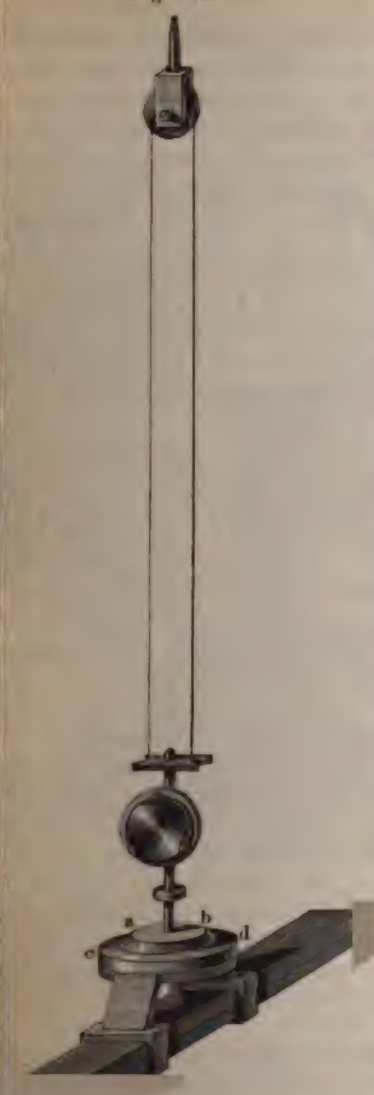
$$\tau = \frac{Tx}{\pi\alpha}.$$

337 Durch die Messung des Zeitverlaufes der Ströme von kurze
kann man häufig den Zeitraum bestimmen, welcher zwischen zwei

[1]) Pouillet, Compt. rend. 19, p. 1384, 1844*; Pogg. Ann. 64, p.

auf einander folgenden Actionen verfliesst. Man muss dazu durch rste derselben den Stromkreis einer Säule schliessen, welcher zugleich ein Galvanometer enthält, durch die zweite diesen Stromkreis wieder öffnen und den Ausschlag der Nadel des Galvanometers bestimmen, welcher nach der oben angegebenen Methode die Dauer des Stromes, d. i. die Zwischenzeit zwischen beiden Actionen misst.

Fig. 190.



Statt die Magnete, wie bei 338
den bisher beschriebenen Apparaten, an einem oder mehreren Coconfäden, kann man sie auch bifilar aufhängen, wie in Figur 190. Der Magnet hängt an einer Metallscheibe *cd*, welche sich an einer zweiten Metallscheibe *ab* drehen und durch eine Schraube in jeder Lage feststellen lässt. Die Scheibe *ab* wird von einem verticalen Stäbchen von Metall getragen, an welchem ein Spiegel befestigt ist, um vermittelst der Spiegelablesung die Stellung des Magnetes beobachten zu können. Oben ist eine Metallplatte an dem Stäbchen angebracht, von deren beiden Seiten aus ein Faden über eine in die Decke des Zimmers eingeschraubte Rolle geleitet wird. Man kann leicht den Apparat so abändern, dass sich die Entfernung der Fäden von einander beliebig verändern lässt (vgl. §. 47, in der Beschreibung des Dynamometers).

Hängt man einen solchen Magnetstab in einen Multiplicaahmen, so dass seine Axe den Windungen desselben parallel ist, und t einen Strom durch die letzteren, dass er abgelenkt wird, so addirt zu dem durch den Erdmagnetismus auf den Magnet ausgeübten

Drehungsmomente, welches ihn in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, noch das durch die Drehung der den Magnet tragenden Fäden bedingte Drehungsmoment.

339 Die Bifilarsuspension ist bei elektromagnetischen Bestimmungen der Stromintensität hauptsächlich in der Weise anzuwenden, dass man dadurch den der Einwirkung des Stromes unterworfenen Magnet in eine Lage bringt, in welcher der Erdmagnetismus schwach auf ihn wirkt und deshalb ein durch einen Multiplicator geleiteter Strom, dessen Windungen der Axe des Magnetes parallel sind, letzteren bedeutend ablenkt.

Dies geschieht, indem man den Magnet an der ihn tragenden Drehscheibe, Fig. 190, in die verkehrte Lage bringt, d. i. ihn so dreht, dass sein Nordpol nach Süd, sein Südpol nach Nord gekehrt ist.

Ist das von der Bifilarsuspension auf den Magnet ausgeübte statische Directionsmoment D, das magnetische Moment des Magnetes M, die horizontale Componente des Erdmagnetismus H, so ist bei einer Ablenkung des Magnetes um ϱ^0 das auf ihn ausgeübte Drehungsmoment

$$(MH - D) \sin \varrho.$$

Durch Vergrösserung von D, also durch Vergrösserung des Abstandes der beiden den Magnet tragenden Fäden kann man es leicht erreichen, dass das statische Directionsmoment $MH - D$ klein wird, also nur einen aliquoten Theil von MH, z. B. $^1/_{10}$ beträgt. Legt man dann um den Magnet einige Drahtwindungen, deren Ebenen seiner Axe parallel sind, und leitet einen Strom von der Intensität I hindurch, so wird der Magnet um einen Winkel ϱ abgelenkt, der durch die Gleichung

$$I \cos \varrho = (MH - D) \sin \varrho$$

bestimmt ist.

Der Winkel ϱ wird durch die Spiegelablesung bestimmt.

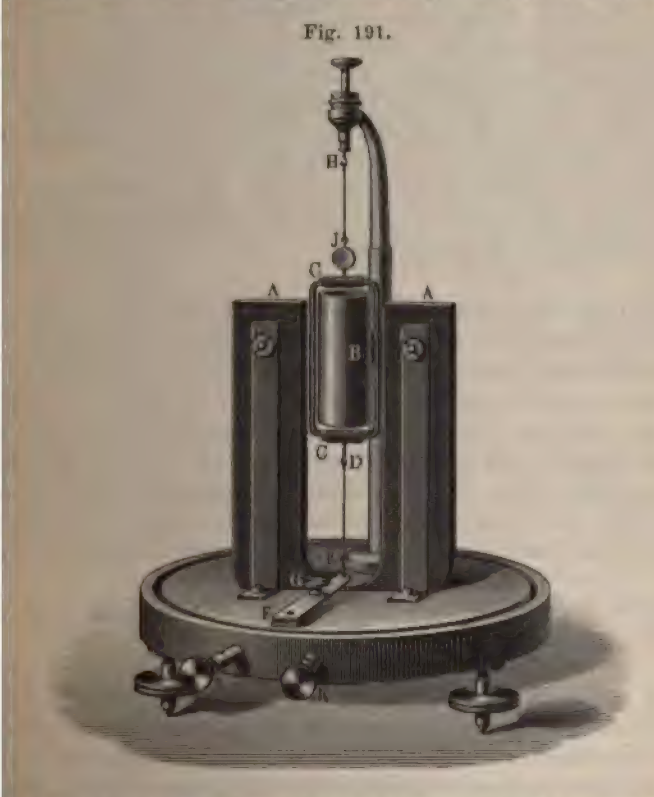
Je kleiner die Directionskraft $MH - D$ ist, desto grösser wird bei gleicher Stromintensität der Ablenkungswinkel ϱ. Man kann auf diese Weise ein **Bifilargalvanometer** herstellen, bei welchem die Astasirung des Magnetes durch die Bifilarsuspension bewirkt ist, und bei dem man den Betrag der Astasirung, d. i. die Verminderung der Directionskraft genau bestimmen, also auch genaue und auf absolutes Maass reducirbare Messungen der Stromintensität vornehmen kann. — Ueber die störenden Umstände hierbei vergl. Thl. I, §. 41 Anmerk. und Thl. III, §. 53.

340 Ein sehr empfindlicher Apparat, bei welchem, umgekehrt wie bei den erwähnten Anordnungen, das Drahtgewinde beweglich, der Magnet fest ist, und die Schwingungen des ersteren beim Durchleiten des Stromes aperiodisch sind, ist von Deprez und d'Arsonval[1]) construirt.

[1]) Deprez und d'Arsonval, Compt. rend. **94**, p. 1347, 1882*; Beibl. p. 596*; siehe übrigens bereits Maxwell, Treatise 1. edition **2**, p. 328, 18[illegible] 2. edition, **2**, p. 335*.

Zwischen den nach oben gerichteten Schenkeln eines Hufeisenmag- *AA* hängt ein mit sehr dünnem Draht vielfach umwundener recht- er Rahmen *C* mit seiner Längsrichtung in verticaler Lage, wel- mit einem Spiegel versehen und oben und unten an weichen - oder Kupferdrähten befestigt ist, denen der Strom durch die nschrauben *K* und *L* zugeführt wird [1]). Der obere Draht *HJ* hängt

Fig. 191.



m Stativ, mit dem er centrirt und in verticaler Richtung eingestellt kann. Der untere Draht *DE* ist an einer horizontalen Metallfeder festigt, welche beide Drähte spannt. Innerhalb des Rahmens ist ticales Eisenrohr *B* angebracht, um das Magnetfeld zu verstärken. r Rahmen macht für sich bei Ablenkung aus seiner Lage fort- e Schwingungen, beim Hindurchleiten eines Stromes stellt er sich isch ein.

e Graduirung des Instrumentes kann mittelst der §. 290 erwähn- thode von E. du Bois-Reymond geschehen.

---

[1]) Vergl. indess über das Bedenkliche der Anwendung weicher Aufhänge- G. Wiedemann, Pogg. Ann. 126, p. 1, 1865.

341 Seltener bei wissenschaftlichen Untersuchungen, als für pr
Zwecke hat man Ströme von sehr grosser Intensität zu messe
führen nur einige der wichtigsten Einrichtungen hierfür an.

Für wissenschaftliche Zwecke kann man das §. 297 besch Spiegelgalvanometer verwenden, und an Stelle der Spiralen nur e zige Windung von dickem Drahte in angemessener Entfernung v Magnete aufstellen. Bringt man diese Windung oder auch mehr cher Windungen einzeln, resp. auch Spiralen in verschiedenen Ent gen vor letzterem an, so kann man beim Durchleiten desselben durch die eine oder andere das Verhältniss der Ablenkungen in Fällen bestimmen und so auch das Instrument für die Vergleich Intensitäten sehr verschieden starker Ströme graduiren.

Nach einer anderen Methode kann man vor den Windung Brückenleitung anbringen, so dass nur ein aliquoter Theil der die Drahtwindungen selbst durchläuft.

342 Auch kann man nach Obach[1]) bei der Tangentenbussole
Fig. 147) den Drahtkreis an zweien in der Verlängerung seines l talen Durchmessers angebrachten Zapfen befestigen, ihn um d drehen und so in eine gegen die Verticalebene geneigte Lage l

Ist der an einem Theilkreis abzulesende Neigungswinkel φ, die auf die Nadel in der Horizontalebene wirkende Kraft im Verh von $1 : \sin\varphi$ verringert. Zugleich erhält aber auch die Nadel ei trieb, in Folge dessen sie sich aus der horizontalen Lage entfernen Sie wird deshalb mit einer zwischen zwei Lagern drehbaren A sehen.

Dieselbe Einrichtung kann man auch bei der Sinustangente (§. 257) verwenden[2]).

343 Auch hat man die Tangentenbussole mit zwei concentrisch
ander liegenden Kreisen (z. B. von 10,9 und 9,96 cm Durchmes dickem Kupferblech (2,3 cm Breite, 0,35 cm Höhe) versehen, durch man einzeln oder vereint in gleichem oder entgegengesetztem Si Strom leiten kann, so dass man dann die Summe oder Differenz der S wirkungen erhält[3]).

Auch kann man event. noch die einzelnen Kreise um ihre l talen Axen drehbar machen. Ebenso könnte man eine Tangente mit mehreren Windungen construiren[4]).

344 Noch einfacher kann man unter einer einfachen Bussole ein
band von 20 mm Breite und 1 mm Dicke in nordsüdlicher Richt

---

[1]) Obach, Carl's Rep. 14, p. 507, 1878*; Beibl. 2, p. 724*. — [2]) tet, Soc. franç. de Phys. 1880, p. 78*; Beibl. 5, p. 205*. — [3]) C. F. B Sillim. J. [3] 21, p. 398, 1881*; Beibl. 5, p. 614*. — [4]) Repieff, J. 10, p. 419, 1881*; Beibl. 5, p. 894*.

al hin- und herführen und die beiden über einander liegenden Hälften urch ein Kartenblatt von einander trennen [1]).

Letztere Vorrichtungen genügen indess nicht zur Vergleichung von trömen von sehr verschiedener Intensität.

Deshalb befestigen Terquem und Damien [2]) unter einer gewöhn- 345
hen Bussole ein 1 cm breites Kupferband als Leiter; darunter befindet h ein System von horizontalen Holzbrettern, unter deren jedem ein dem sten Kupferbande paralleles Kupferband befestigt ist. Die ganze Bussole nn auf einem cylindrischen Stabe, der auf einem Fusse steht, um ihre e gedreht werden. Auf dem Fusse befinden sich Federn, welche mit n Polen communiciren und die auf Leitern schleifen, welche mit den pferbändern verbunden sind. Durch Stöpsel kann man die Leitung iebig herstellen. Der Apparat dient ebensowohl als Tangentenbussole als Sinusbussole. Leitet man denselben Strom durch verschiedene eifen, so kann man ihre Wirkung mit einander vergleichen und so den parat graduiren. Er kann sehr gut zur Vergleichung von Strömen von r verschiedener Intensität (von $^1/_{10}$ bis 10 Ampères), sowie als Diffetialapparat verwendet werden u. s. f.

Edelmann [3]) leitet den Strom durch einen der Länge nach in zwei 346
lften geschnittenen verticalen Kupfercylinder. Die Hälften sind oben, p. auch noch durch zwischengesteckte Stöpsel in verschiedenen hen mit einander verbunden, und ihre unteren Enden communiciren ch zwei dicht über einander liegende Bleche mit zwei Klemmschrau-. Auf dem Kupfercylinder schwebt auf einer Spitze ein Hufeisengnet mit nach unten gekehrten Polen, dessen einer Schenkel einen einer Gradtheilung spielenden Zeiger trägt. Das Ganze ist von einer sglocke bedeckt.

Sehr zweckmässig für technische Zwecke ist das Torsionsgalvano- 347
ter von Siemens [4]), dessen Prinzip dem des Torsionsdynamometers lich ist. Zwischen zwei vertical gestellten Multiplicatorgewinden, 192 (a. f. S.), hängt an einer Spiralfeder ein Glockenmagnet, von dem aus Zeiger bis unter die Theilung der das Gehäuse des Apparates oberhalb iessenden Glasplatte reicht. Die Spiralfeder hängt an einem Knopfe, her ebenfalls einen auf der Theilung spielenden Zeiger trägt, der Strom im Multiplicator, wie der Zeiger am Glockenmagnete, auf Null t. Wird durch einen Strom im Multiplicator der Magnet abgelenkt,

---

[1]) Hipp siehe Frölich, Zeitschr. für angewandte Elektricitätslehre, 1880, 7*. — [2]) Terquem u. Damien, Compt. rend. 94, p. 523, 1882*; Beibl. 6, *. — [3]) Edelmann, Elektrotechn. Zeitschr. 3, p. 68, 1882*; Beibl. 6, 5*. — [4]) Siemens und Halske, Catalog A, 4.

so dreht man den Knopf über der Spiralfeder, bis der Zeiger am M
wieder auf Null steht. Durch eine Stöpselung kann die Leitung im M

Fig. 192.



plicator so geändert werden, dass die Empfindlichkeit des Instru
die zehnfache ist.

348 Ebenfalls zur Messung starker Ströme dient das Galvanomet
Marcel Deprez[1]). 16 bis 18 flache Nadeln von weichem Eisen, Fi
u. 194, sind in horizontaler Lage einander parallel an einer horizo
Axe befestigt, welche durch einen Schnurlauf mit einem auf einer
theilung spielenden Zeiger verbunden ist. Die Axe mit den Nadeln b
sich in einem länglichen Multiplicatorrahmen *F* mit horizontalen W

[1]) M. Deprez, Journ. de Phys. 9, p. 227*; Carl's Zeitschr. f. angew
tricitätslehre 2, p. 219, 1880*.

lcher von den Schenkeln eines Hufeisenstahlmagnetes *HG* umfasst)urch letzteren werden die Eisennadeln magnetisirt und so mit der

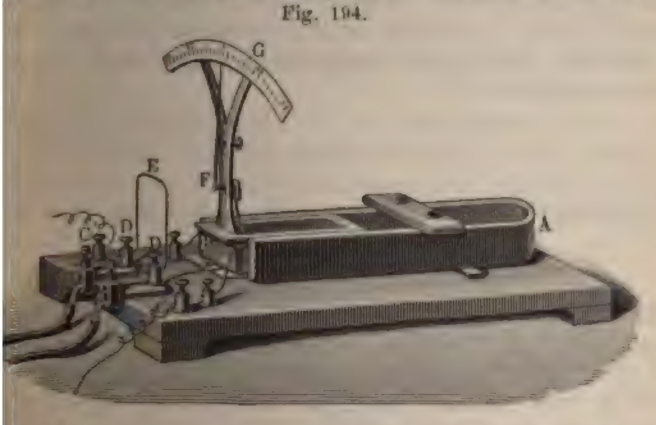
Fig. 193.



Axe beim Durchleiten des Stromes durch den Rahmen gedreht. Die Bewegung der Axe mit den Nadeln und dem Zeiger ist fast aperiodisch. Durch Gewichte, die man an letzterem wirken lässt, kann man die ablenkende Kraft des Stromes auch in Gewichten ausdrücken.

Das Instrument ist nicht sehr empfindlich, durch die Zapfenreibung kann das bewegliche System häufig verhindert werden, völlig die durch fte gebotene Gleichgewichtslage anzunehmen; auch werden durch ime im Gewinde die Schenkel des Magnetes temporär transversal sirt. So ist der Apparat nur für technische Zwecke brauchbar.

Fig. 194.

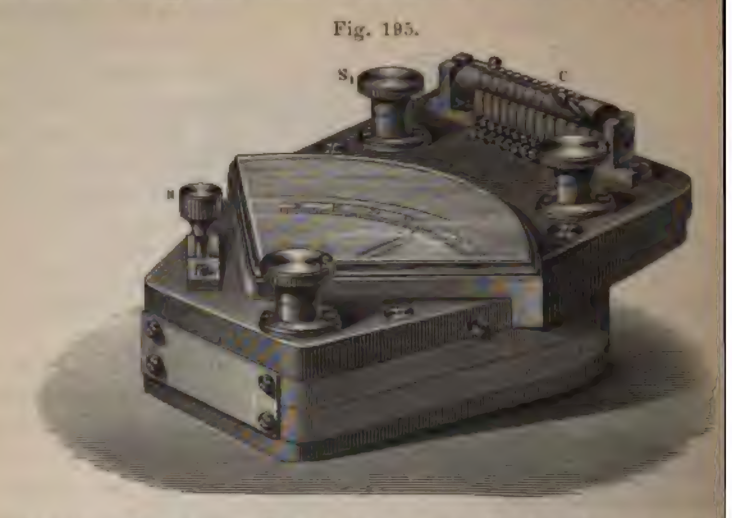


hat keine Schwierigkeit, diese Instrumente so zu graduiren, dass mmter, an ihren Theilungen ablesbarer Ausschlag je einer Strom- z. B. einem Ampère entspricht.

sehr starke Ströme mit dieser Einheit vergleichen zu können, 349
Ayrton und Perry in ihrem Amperometer, Fig. 195 (a. f. S.), (10) einzelnen parallelen Drähten gewundenen Multiplicator an.

Zur Graduirung werden dieselben zuerst hinter einander verbunden u in einen eine Tangentenbussole enthaltenden Stromkreis eingefügt.

Fig. 195.



Durchleiten schwächerer Ströme kann man die Angaben des Gal meters mit den auf bestimmte Maasseinheiten reducirten Ausschläge Tangentenbussole vergleichen. Bei der Messung starker Ströme w die Drähte neben einander verbunden; die Wirkung auf die Nade dann nur $1/n$; die Erwärmung der Drähte zugleich $1/n$ so gross wi einem einfachen Drahte. Die verschiedenen Verbindungen werden d Stöpselung hergestellt [1]).

III. Zurückführung der Messungen der Stromintensi auf absolutes Maass.

350 Die verschiedenen, mittelst der erwähnten Apparate vorgenom elektromagnetischen Messungen der Stromintensität sind auf ein ei liches „absolutes" elektromagnetisches Maass zu reducir dem man die Wirkungen der geschlossenen Ströme mit der Wirkung Magnetes in die Ferne vergleicht.

Wir haben schon §. 204 u. flgde. implicite ein solches Maas gewendet, indem wir daselbst die Constante, mit der die Stromeswi

[1]) Ayrton und Perry (Zeitschr. für angew. Elektricitätslehre 3, 1881"; Beibl. 5, p. 894") nennen dieses Instrument mit einer in keiner zu rechtfertigenden Kürzung „Ammeter". Die Stromeinheit heisst „A und nicht „Am".

n multipliciren war, gleich Eins setzten. Wir bezeichnen dem entsprechend die in elektromagnetischem Maasse gemessene Intensität eines Stromes als Eins, welcher in der Ebene die Flächeneinheit umfliesst und dabei auf einen Magnetpol gerade so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Momente Eins, dessen Axe auf seiner Ebene senkrecht steht.

Es ist sehr wohl zu beachten, dass das hier aufgestellte absolute Maass der Stromintensität ein wesentlich anderes ist, als das, welches wir §. 27 u. flgde. in Betreff der elektrodynamischen Erscheinungen aufgestellt haben, wie sich dies aus Betrachtung der Formeln, §. 140 u. flgde., ergiebt. Eine genauere Vergleichung dieser und anderer Maasse siehe im Schlusscapitel.

Bei zwei Apparaten ergiebt sich die Messung der Intensität nach elektromagnetischem Maasse unmittelbar, nämlich bei der transversal aufgehängten Bifilarrolle und der Tangentenbussole [1]). Wenn das statische Directionsmoment der transversal aufgehängten Bifilarrolle gleich D, der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum gleich F, die Intensität des sie durchfliessenden Stromes gleich I, die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H ist, und dieselbe um ϱ^0 abgelenkt wird, so erhalten wir: $IF.H = D tg\,\varrho$.

Wird F in Einheiten der Fläche, I in Einheiten der Stromintensität gemessen, so stellt nach der obigen Definition IF das Moment M des Magnetes dar, welcher mit der Bifilarrolle äquivalent ist. Würde dieser in ganz gleicher Weise wie die Spirale bifilar aufgehängt, so dass auch das Directionsmoment D dasselbe bliebe, so würde er ebenfalls um Winkel ϱ durch den Erdmagnetismus abgelenkt, und wir hätten $M.H = D tg\,\varrho$.

Wir erhalten mithin, wenn die zur Bestimmung von D erforderlichen Grössen in Längen- und Gewichtseinheiten gegeben sind, und die horizontale Componente H des Erdmagnetismus in absolutem Maasse bekannt ist, die Intensität I des Stromes auf eine sehr einfache und directe Weise in absolutem elektromagnetischem Maasse.

Eine zweite Bestimmung der elektromagnetischen Intensität eines Stromes ist mittelst der Tangentenbussole möglich. 351

Liegt ein Kreisstrom A vom Radius b in der Ebene des magnetischen Meridians und wirkt auf die in seiner Axe in der Entfernung von seinem Umkreise liegende kleine Magnetnadel B, deren magnetisches Moment m sei, so ist das von demselben auf die Pole der ausgeübte Drehungsmoment in der Richtung der Axe AB nach:

$$(D) = c\,\frac{2\pi b^2 i m}{\varrho^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. 55, p. 27, 1842*.

Ein unendlich kleiner Magnet vom Momente M, dessen Axe A und der aus der Entfernung r auf die Magnetnadel in B wirkt, ü dieselbe das Drehungsmoment:

$$(D) = \frac{2Mm}{r^3} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

aus (§. 228).

Die beiden Ausdrücke für die Wirkung des Kreisstromes und Magnetes werden identisch, wenn

$$M = c\pi b^2 i \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Dieser Ausdruck ist also das magnetische Moment des stromes.

Wenn der Flächenraum des Stromes gleich Eins, die Intensitä selben nach elektromagnetischem Maasse gemessen gleich Eins ist, ihm auch ein Magnet vom Momente Eins äquivalent. Dann ist also

$$M = 1,\; i = 1,\; \pi b^2 = 1,$$

also auch $c = 1$, wie wir schon §. 204 u. flgde. angenommen hab

Wird nun die Nadel durch den Strom i um den Winkel α abg und ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H, wenn die Nadel eine constante Ablenkung angenommen hat:

$$(D) . \cos\alpha = mH . \sin\alpha,$$

d. i.

$$i = \frac{\varrho^3}{2\pi b^2} H tg\,\alpha \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

wo i in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, wenn H in de chen Maasse, b und R in Längeneinheiten gegeben sind.

Fällt, wie bei der gewöhnlichen Tangentenbussole, der Mittel der Nadel mit dem des Drahtkreises zusammen, so ist $\varrho = b$, al in elektromagnetischem Maasse gemessene Intensität:

$$i = \frac{b}{2\pi} H tg\,\alpha \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

wie wir diese Formel schon §. 205 erhalten haben.

Der Werth $f = bH/2\pi$, mit dem man die beobachtete Ta des Ablenkungswinkels multipliciren muss, um die Intensität des St in elektromagnetischem Maasse zu erhalten, ist der **Reductionsf** der Tangentenbussole (vergl. §. 325).

352 Bedient man sich bei dem §. 297 beschriebenen Galvanometer Drahtrollen, welche einen genau bestimmten Durchmesser haben a denen etwa nur eine Windungslage liegt, so kann man die Wirkung durch sie hindurchgeleiteten Stromes auf den Magnet berechne

somit auch die Intensität in absolutem Maasse messen, resp. den Reductionsfactor des Instrumentes bestimmen[1]).

353 Bei anderen Messapparaten reducirt man am zweckmässigsten die beobachteten Werthe der Intensitäten auf elektromagnetisches Maass, indem man einen constanten Strom zu gleicher Zeit hinter einander durch dieselben und eine Bifilarrolle oder eine einfache Tangentenbussole leitet, vermittelst deren die Intensität leicht nach elektromagnetischem Maasse bestimmt werden kann. Beobachtet man die Angaben der beiden in den Stromkreis eingefügten Apparate, so kann man wiederum den Reductionsfactor bestimmen, mit dem man die an jenen Messapparaten beobachteten Intensitäten multipliciren muss, um sie auf das elektromagnetische Maass zu reduciren[2]).

Sind die Ablenkungen der Nadeln beider Apparate resp. α und α_1, der nach Obigem zu berechnende Reductionsfactor der Tangentenbussole gleich f, der des zu untersuchenden Intrumentes f_1, so ist

$$f \cdot tg\,\alpha = f_1\, tg\,\alpha_1$$

also

$$f_1 = f \cdot \frac{tg\,\alpha}{tg\,\alpha_1}.$$

354 Leitet man durch den zu untersuchenden Apparat den Strom eines Elementes, dessen elektromotorische Kraft E in absolutem Maasse bekannt ist, und ist der Gesammtwiderstand der Leitung gleich W in demselben Maasssystem, so ist die Intensität

$$I = \frac{E}{W} = f_1\, tg\,\alpha_1, \text{ also auch } f_1 = \frac{E}{W\, tg\,\alpha_1}.$$

---

[1]) Vgl. ein solches Galvanometer für absolute Messungen von Edelmann, ...'s Rep. 8, p. 80, 1872*. — [2]) Den Reductionsfactor f einer Tangentenbussole ...te man nach Waszmuth (Pogg. Ann. Ergbd. 5, p. 167, 1871*; Carl's ...rt. 6, p. 137, 1870*) auch in der Weise bestimmen, dass man sie, wie ... der Bestimmung der elektromotorischen Kraft E_2 einer Kette nach der ...ggendorff'schen Compensationsmethode (Bd. I, §. 627), in die Brücken...ssung einschaltet. Ist der Widerstand der Brückenschliessung r, so ist die ...sität in derselben, welche aus dem Ausschlage α der Tangentenbussole be...nt wird

$$I = f \cdot tg\,\alpha = \frac{E_2}{r},$$

...

$$f = \frac{E_2}{r\, tg\,\alpha}.$$

...n also die elektromotorische Kraft der gemessenen Kette (eines Daniell'-...lementes), so wie der Widerstand r der Brückenschliessung mit der Tan...bussole in einem bestimmten Maasssysteme, z. B. dem elektromagnetischen ... sein, dann ergiebt sich der für diese Einheiten gültige Reductions...unmittelbar. Siehe auch F. Kohlrausch, Leitfaden, 4. Aufl., p. 192.

355 Man kann auch einen Strom durch den zu untersuchende apparat und ein Silbervoltameter leiten und in (n) regelmässigen Intervallen die Ablenkungen α_1 der Nadel des zu untersuchender rates beobachten. Die mittlere Stromintensität ist $I = 1/n \,.\, f_1$

Bestimmt man die Gesammtmenge m des im Silbervol während der ganzen Zeit t beim Durchleiten des Stromes abge nen Silbers, so ist, da man weiss, dass ein Strom von der der Intensität in elektromagnetischem Maasse, also z. B. von Ampère im C.-G.-S.-System μ (= 0,001248) g Silber in der abscheidet, die mittlere Intensität des beobachteten Stromes gleich Somit ist

$$f = \frac{m n}{\mu t \Sigma tg \alpha_1}.$$

356 Schaltet man in den Schliessungskreis eines Stromes von d luten Intensität I gleichzeitig eine transversal aufgehängte Bif und eine Tangentenbussole von der einen oder anderen Construct welche beide Apparate unmittelbar die absolute Intensität abzul statten, so ist unter Beibehaltung der Bezeichnungen des §. 350 Bifilarrolle

$$I = \frac{D}{F H} tg \varrho,$$

für die Tangentenbussole, wenn man $f = f_1 H$ setzt:

$$I = H f_1 tg \alpha.$$

Aus diesen beiden beobachteten Werthen kann man die abs tensität I des Stromes ableiten:

$$I = \sqrt{f_1 \frac{D}{F} tg \varrho \,.\, tg \alpha}.$$

Da sich f_1 aus den Dimensionen der Tangentenbussole di rechnen lässt, hat man so ein leichtes Mittel, ohne eine Bestimm horizontalen Componente des Erdmagnetismus die durch die Ablen der Bifilarrolle oder der Nadel der Tangentenbussole erhaltenen der Intensität in elektromagnetischem Maasse auszudrücken. Z erhält man dann auch die horizontale Componente des Erdmagn aus obigen Gleichungen:

$$H = \sqrt{\frac{D}{F f_1} \frac{tg \varrho}{tg \alpha}}\ ^{1)}.$$

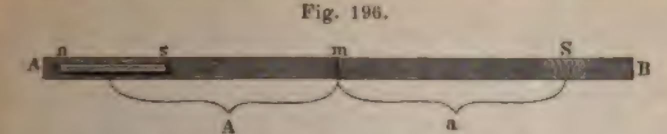
357 Wir erwähnen schliesslich der folgenden, von von Feilit angegebenen Methode zur Messung der absoluten Intensität eines S

---

[1]) Neumann, vergl. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift 1857, p.
[2]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. 78, p. 21, 1849*, 79, p. 564, 1850*.

Man stellt eine kleine Magnetnadel m auf die Mitte eines horiontalen Lineals AB, Fig. 196, welches senkrecht gegen den magneichen Meridian gerichtet ist. Den zu untersuchenden Strom leitet man

Fig. 196.



rch eine Spirale S, welche man auf das Lineal so legt, dass ihre Axe m Lineal parallel wird und sie so die Magnetnadel ablenkt. Nun hiebt man einen Magnetstab ns von bekanntem magnetischen Moment n der anderen Seite auf dem Lineal gegen die Magnetnadel hin, bis eselbe wieder im magnetischen Meridiane steht.

Ist die Intensität des Stromes in der Spirale I, der von ihren Winngen umschlossene Flächenraum F, die Länge der Spirale $2l$, so ist , wenn ihre Windungen eng sind, annähernd gleichwerthig mit einem gnete von gleicher Länge, dessen Moment durch den Werth FI dartellt ist. Ist der Abstand der Pole des Magnetes, welcher die Wirng der Spirale compensirt, gleich $2L$, sein magnetisches Moment gleich sind die Abstände der Mitten der Spirale und des Magnetes von dem ttelpunkte der kleinen Magnetnadel a und A, so ist der an den Polen Magnetes angehäufte Magnetismus $M/2L$, und wir haben die Gleiung:

$$\frac{M}{2L}\left(\frac{1}{(A+L)^2}-\frac{1}{(A-L)^2}\right)=\frac{FI}{2l}\left(\frac{1}{(a+l)^2}-\frac{1}{(a-l)^2}\right),$$

ei wir annehmen müssen, dass der Magnet so weit von der kleinen gnetnadel entfernt ist, dass wir seine Wirkung auf letztere in seinen n concentrirt denken können.

Ist M in elektromagnetischem Maasse bestimmt, F in Flächeneinen gemessen, so erhält man aus dieser Gleichung auch I in elektronetischem Maasse. — Es ist indess zu beachten, dass der Abstand der Pole des Magnetes etwas kleiner ist, als seine ganze Länge, so dieser Abstand erst besonders bestimmt werden muss, was mit eini- Schwierigkeiten verbunden ist. Dieser Umstand bringt eine Unuigkeit mit sich, die sich zu den übrigen Fehlern der vier Längenungen von L, l, A und a addirt. Das magnetische Moment M des etstabes kann sich mit der Zeit ändern; es muss daher vor jeder chsreihe, z. B. durch Beobachtung der Schwingungsdauer von Neuem mt werden. Wegen dieser Unbequemlichkeiten möchte diese sonst nfache Methode wohl nur in einzelnen Fällen die oben erwähnten en verdrängen.

Drittes Capitel.

Gesetze der Magnete und Elektromag

I. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete.

358 Bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Momente der M und Elektromagnete oder der Vertheilung des freien Magnetis ihnen von der Intensität und Anordnung der auf sie wirkenden tisirenden Kräfte und von ihrer Gestalt hat man die verschiedene men zu beachten, welche den Magneten gegeben werden. — Wir in dieser Beziehung zwei Gruppen unterscheiden:

1) Die Magnete, deren Axe nicht eine in sich zurücklaufen schlossene Curve bildet.

Zu diesen Magneten gehören die Stäbe, welche durch irgen Kraft, sei es durch Herumleiten eines galvanischen Stromes oder den Einfluss des Erdmagnetismus oder durch Streichen mit einem ren Magnetstabe temporär oder permanent magnetisirt werden. — Stäbe können geradlinig sein oder auch in beliebige Formen, z. B eisenform, gebogen werden.

2) Die Magnete, deren Axe eine in sich zurücklaufende geschl Curve bildet.

Es sind dies in sich geschlossene Ringe oder die vielfach abge ten Formen der Magnete, deren Grundtypus ein Hufeisen ist, gege sen Endflächen ein weicher Eisenstab als Anker gelegt wird, un namentlich zur Hervorbringung von Anziehungserscheinungen geg Anker benuzt werden.

Bei den Elektromagneten muss man je nach der angewandten die Länge und Dicke des um den Eisenkern gewundenen Drah gleichem Metallgewicht so wählen, dass die magnetisirende Wirku Stromes ein Maximum wird. Dies geschieht, wenn der Widerstan

lie Schenkel des Elektromagnetes gelegten Windungen gleich dem säule und der übrigen Drahtleitung ist (vergleiche die §. 321 ausrte Rechnung).

Von diesen Magneten wollen wir hier nur einige der wichtigeren 359
hren.

Die permanent magnetisirten Stahlmagnete erhalten entr eine parallelepipedische Form oder sie werden, wie die auf einer e schwebenden Magnetnadeln, gegen die Enden hin zugespitzt.

Will man das Moment verstärken, so legt man mehrere solcher iete in paralleler Lage auf einander und vereint sie durch herumte Messingbänder.

Da die neben einander liegenden Magnete auf einander temporär ıetisirend wirken und zwar im entgegengesetzten Sinne, wie sie urglich magnetisirt sind, so schwächen sie sich hierdurch gegenseitig. iese Wirkung zu verringern, trennt man die einzelnen auf einander ıden Magnetlamellen durch dünne Messingblechstreifen. Auf diese e legt man z. B. dünne, breite, stark magnetisirte Uhrfedern mit

Fig. 197.



ngstreifen zusammen und erhält so Magnete, die eine drei- bis che Tragkraft besitzen, wie gleich schwere massive Stahlmagnete. Auch kann man die Magnetlamellen so anordnen, dass ihre Pole nartig über einander liegen. Dann verstärken die weiter zurückden Lamellen den Magnetismus der weiter vorliegenden, indem sie ı den Enden der letzteren liegenden Molecüle durch ihre Einwirnoch stärker in die magnetischen Lagen richten, als sie für sich let waren.

uch lässt man wohl die einzelnen Lamellen nach Coulomb's [1]) e in vorn angesetzte Schuhe von weichem Eisen enden, die dann ıd der Berührung mit den permanent magnetisirten Lamellen in m Sinne temporären Magnetismus annehmen (Fig. 197).

äufig bewahrt man permanent magnetisirte Stahlstäbe auf, indem e zwei derselben in entgegengesetzter Lage neben einander legt

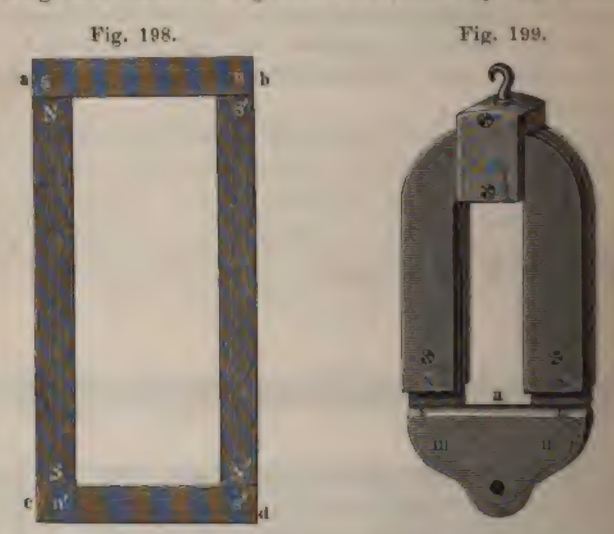
---

[1]) Weitere Angaben siehe Gehler's Wörterbuch, 6 [2], 1836* und Lamont, ismus, 1867*.

und ihre Enden mit weichen Eisenstäben verbindet. Dadurch w letztere temporär magnetisch und steigern wiederum die Magneti der Stahlstäbe, Fig. 198. Man nennt ein solches Magnetsystem ein netisches Magazin.

360 Auch in Hufeisenform werden die Stahlmagnete gebildet, sei es, sie aus einer oder aus mehreren, wie bei den geraden Magnetstäben, treppenartig über einander liegenden Lamellen, Fig. 199, bestehen.

Fig. 198. Fig. 199.



361 Sehr starke Magnete hat Jamin[1]) aus einer grossen Anzahl ner Lamellen hergestellt. Er befestigt zwei Armaturen von je Gewicht, 11 cm Breite und 20 mm Dicke neben einander in eine stande von 12 cm durch Kupferbügel, so dass sie ihre horizontale chen nach unten kehren, auf der äusseren Seite aber einen allm dünner werdenden Fortsatz nach oben erhalten. An die Armature unten ein 13 kg schwerer, cubischer Anker gelegt. Zwischen die A turen wird eine 1,20 m lange, elastische, U förmig gebogene Stahl gelegt und von aussen festgeschraubt. In dieselbe werden ähn U förmig gebogene, zum Maximum magnetisirte Lamellen eingelegt sich unten auf die Armaturen stützen. Hierbei betrug die Tragk vor und F_1 nach dem ersten Abreissen des Ankers bei versch Zahl n der Lamellen:

n	20	30	40	45	50	55
F	175	316	460	558	600	680 kg
F_1	154	280	376	460	475	495 kg

[1]) Jamin, Compt. rend. 76, p. 1153, 77, p. 305, 1873*; auch Carl 9, p. 253*.

zur Anwendung von 40 bis 55 Lamellen wächst noch die Trag-
vährend F_1 schon nahezu constant bleibt. Dann erscheint freier
mus auf der Oberfläche des Magnetes. Das Gewicht des Mag-
45 Lamellen beträgt 46 kg. Die Tragkraft ist also sehr be-
Sie kann bis auf das 20 fache des Gewichtes der Magnete ge-
rerden.

Magnete von Jamin ändern ihre Kraft mit der Zeit nur wenig,
öfterem Abreissen des Ankers. Eher nimmt ihre Tragkraft ein
Es ist hierbei gleichgültig, ob die Magnete beständig armirt
der nicht [1]).

Elektromagnete werden entweder aus geraden Stäben von 362
Eisen geformt, die in Drahtspiralen magnetisirt werden, durch welche ein Strom geleitet wird, oder sie werden ebenfalls hufeisenförmig gebogen.

Fig. 200.

Von einem gewöhnlichen hufeisenförmigen Elektromagnet von weichem Eisen giebt Fig. 200 ein Bild. Die Umwindungen des Hufeisens mit übersponnenem Kupferdraht müssen sorgfältig von dem Eisen isolirt sein. Solche Hufeisenelektromagnete sind zuerst von Brewster [2]) (im Jahre 1826) und Sturgeon [3]) hergestellt worden. Sie können eine sehr grosse Tragkraft zeigen. So trug der von Henry und Ten Eyk [4]) construirte Magnet von 59 Pfund (27 kg) Gewicht bis zu 2063 Pfund (935 kg). Zuweilen umwindet man auch nur den einen Schenkel des Hufeisens mit der Spirale, wo er dann eine stärkere Polarität am Ende zeigt, als am anderen (die sogenannten „hinkenden“ Magnete) [5]).

die Erhitzung und Verbrennung der Umhüllung der Magneti- 363
ralen u. s. f. bei Anwendung sehr starker Ströme zu verhindern,
Serrin [6]) die Eisenkerne mit einem hinlänglich dicken isoli-
berzuge von Email und bildet die Spiralen aus Kupfercylindern,
einen spiralförmigen Schlitz zu einem flachen Spiralband aus-
sind. Selbst wenn dasselbe rothglüht, bleibt die Isolirung

---

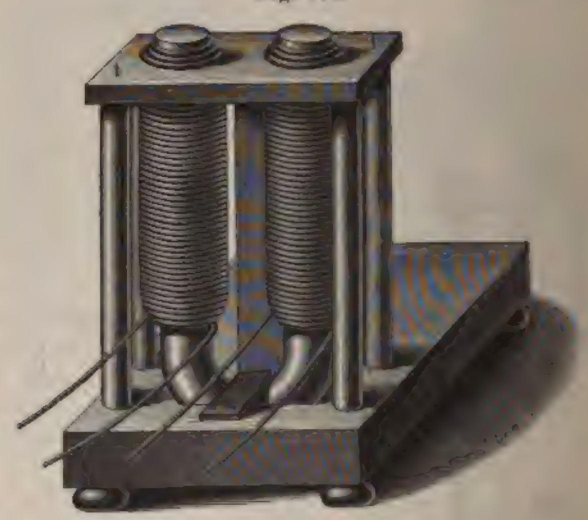
doz, Compt. rend. 80, p. 1605, 1875*. — [2]) Brewster, Edinb.
ience, No. 6, p. 210*. — [3]) Sturgeon, Phil. Mag. 11, p. 194*;
24, p. 632, 1832*. — [4]) Henry und Ten Eyk, Dove's Rep. 1,
— [5]) Du Moncel, Compt. rend. 45, p. 67, 1857*. — [6]) Serrin,
82, p. 1054, 1876*.

vollkommen. Serrin nennt derartige Magnete „Électroaimants à spires méplates“.

364 Sehr grosse und kräftige Hufeisenelektromagnete hat man in der neueren Zeit zur Anstellung der Versuche über den Diamagnetismus der Körper (siehe dieses Capitel) construirt.

Die einen dieser Hufeisenmagnete bestehen aus einem grossen, dicken, hufeisenförmig gekrümmten Eisenstab, Fig. 201, der in einem Gestell vertical mit seinen Endflächen nach oben aufgestellt wird, und dessen

Fig. 201.



beide Schenkel mit Spiralen von übersponnenem Kupferdraht umge… werden. Zweckmässig werden diese Spiralen auf Cylinder von Mess… blech gewickelt, welche (zur Vermeidung von Inductionsströmen b… Schliessen und Oeffnen des durch die Spiralen geleiteten Strome… einer Seite aufgeschlitzt sind. Man kann dann die Spiralen von … Schenkeln des Magnetes entfernen und auch für sich benutzen.

Einen solchen Magnet hat u. A. Faraday[1]) angewandt, d… Eisenkern 46″ engl. (1,168 m) lang und 3,75″ (9,5 cm) dick war, … der so gebogen war, dass seine Polenden 6″ (15 cm) von einander … fernt waren. Jeder Schenkel dieses Magnetes war mit einer Spirale … Kupferdraht von 16″ (40 cm) Länge umgeben. Die Gesammtlänge … Drahtes auf beiden Spiralen betrug 522′ (159,8 m), die Dicke des… 0,17″ (4 mm).

Bei grösseren Magneten dieser Art setzt man auch wohl auf … parallelepipedisches Eisenstück zwei gut aufgeschliffene und angeschr…

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 20, §. 2247, 1846*.

verticale, cylindrische Eisenstäbe und umgiebt jeden derselben mit je zwei auf einander stehenden Spiralen, deren jede die halbe Höhe der Eisencylinder hat und mit zwei oder vier parallel liegenden, mit Seide oder Baumwolle übersponnenen Kupferdrähten umwunden ist. Die Enden dieser Drähte sind an besonderen Klemmschrauben befestigt, die auf ein an den Spiralen angebrachtes Brett aufgesetzt sind. Man kann dann je nach der angewandten Säule die Drähte der Spiralen beliebig neben oder hinter einander verbinden, so dass man das Maximum der magnetisirenden Wirkung erhält. — Die Schenkel des auf diese Weise construirten Magnetes des physikalischen Cabinets zu Berlin sind z. B. $22^1/_4$" (58 cm) lang, 4,12" (10,8 cm) dick, und ihre Axen haben einen Abstand von 14" (36,6 cm). Das Eisenstück, auf dem sie stehen, ist 18,5" (48,4 cm) lang, 5" (13 cm) breit, 2,25" (5,9 cm) dick. Jede der vier dieselben umgebenden Spiralen ist mit etwa $58^1/_2$ Pfund (29,2 kg) [illegible] mit Baumwolle übersponnenem Kupferdraht von 2,25 mm Durchmesser umwunden, der in vier parallelen Windungsreihen etwa 1200 bis 1300 Windungen bildet [1]).

Will man verschiedene Körper dem magnetischen Einfluss aussetzen, so legt man auf die Polflächen dieser Magnete vorn zugespitzte (Fig. 202) oder abgeflachte (Fig. 203) parallelepipedische Halbanker

Fig. 202. Fig. 203.



[illegible] weichem Eisen, die ihre Spitzen oder Endflächen einander zukehren, [illegible] bringt zwischen letztere jene Körper.

Eine andere zweckmässige Einrichtung dieser Magnete ist von 365
[Ru]hmkorff [2]) ausgeführt worden.

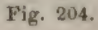
Auf einer Eisenplatte K, Fig. 204, lassen sich vermittelst zweier [Sch]rauben die winkelförmigen Eisenstücke O und O' verschieben, in [we]lche oberhalb zwei horizontale (zweckmässig röhrenförmige) Eisen[cyl]inder befestigt sind, deren Axen in einer geraden Linie liegen. Auf [di]e Cylinder werden Spiralen M, N von Kupferdraht geschoben, deren [End]ungsdrähte zu dem Commutator H führen, welcher mit den Polen [der] Säule verbunden wird. In die Eisencylinder lassen sich an ihren [ein]ander gegenüberstehenden Enden abgeflachte oder halbrunde Eisen[stüc]ke als Halbanker einsetzen, welche man durch Schraubenvorrichtun[gen] einander nähern und von einander entfernen kann. Zwischen diesen

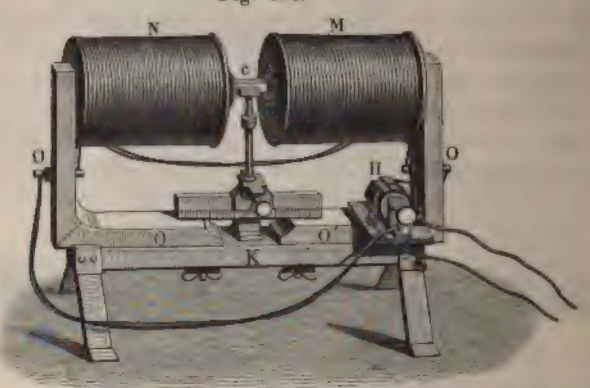
---

[1]) Dub, Elektromagn., p. 59, 1861*. Papier- oder Kupferblätter zwischen [den] Schenkeln und der Bodenplatte vermindern den nach der Magnetisirung des [Magn]etes nach Auflegen der Anker in demselben zurückbleibenden remanenten [Magn]etismus, aber auch den Magnetismus während der Wirkung des magnetisi[ren]den Stromes. Hecquet, Mondes 38, p. 733, 1875*. — [2]) Ruhmkorff, [Comp]t. rend. 23, p. 417 und 538, 1846*.

Halbankern werden die auf ihren Magnetismus zu untersuchenden S… stanzen an Coconfäden aufgehängt oder auf ein hoch und nieder… stellendes Tischchen *c* gelegt.

366 Man hat die Form der Hufeisenelektromagnete noch vielfach … geändert, namentlich um ihre Tragkraft bei Anwendung gleicher m… netisirender Kräfte bedeutend zu erhöhen. So hat Joule[1]) eine … dicke, 22″ lange und in der Mitte 12″ breite, gegen die Enden bis … einer Breite von 3″ spitz zulaufende Eisenplatte so umgebogen, d… ihre Enden 12″ aus einander standen. Diese Platte wurde mit 204 Pf… Kupferdraht umwickelt. Jeder Quadratzoll ihrer Polflächen trug b… Hindurchleiten eines Stromes durch den Draht etwa 175 Pfund.


Fig. 204.



Ein anderer Magnet von Joule[2]) besteht, Fig. 205, aus ei… massiven Cylinder von Eisen von etwa $2\frac{1}{2}$″ Dicke und 8 bis … Länge, durch den der Länge nach ein Loch von etwa $\frac{3}{4}$ bis 1″ W… gebohrt wird. Man theilt diesen Cy… der der Länge nach so, dass der Sch… das innere Loch in einer etwa $\frac{1}{2}$″ lan… Sehne schneidet. Beide Hälften wer… genau auf einander geschliffen und er… ten Haken zum Aufhängen. Der grös… als Elektromagnet dienende Theil wird der Länge nach mit Dr… (21 Kupferdrähte von $\frac{1}{25}$″ neben einander) umwunden. Diese M… nete zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus. Ein 15 Pf… schwerer Magnet trug im Maximum 2030 Pfund. — Man kann di… Magnete sehr gut aus einem der Länge nach zerschnittenen Büch… lauf herstellen.

Fig. 205.



[1]) Joule, Phil. Mag. [4] 3, p. 32, 1852*. — [2]) Joule, Annals of El… 5, p. 187; Pogg. Ann. 51, p. 371, 1840*.

Durch eine Combination mehrerer solcher Magnete hat Joule noch stärkere Tragkräfte erhalten. Auf einen Messingring, Fig. 206, waren radial eine Anzahl rinnenförmiger Eisenstücke, Fig. 207, geschraubt, und schlangenförmig um dieselben feine Eisendrähte herumgelegt, durch

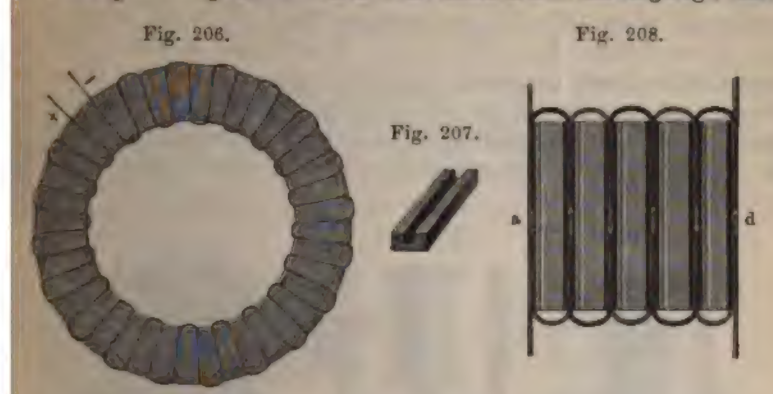


Fig. 206. Fig. 207. Fig. 208.

lche der Strom geleitet wurde. Als Anker wurde eine ebenso grosse essingplatte, wie die des Magnetes, benutzt, auf welche, entsprechend n rinnenförmigen kleinen Magneten, parallelepipedische Eisenstücke schraubt waren.

Abgeänderte Formen dieser Magnete, bei denen man namentlich ne grosse Tragkraft erzielen wollte, sind in grosser Zahl angegeben orden; so z. B. der Magnet von M. Roberts[1]), Figur 208, der aus ner mit parallelen Einschnitten versehenen Eisenplatte besteht, in lche die Drahtwindungen eingelegt sind, und gegen die eine zweite atte als Anker gegenliegt; oder der Magnet von Radford, bei dem ne kreisförmige Eisenplatte als Magnet benutzt wird, in welche eine nne in Form einer flachen Spirale eingegraben wird, wo hinein ein aht gelegt wird, der auch nachher um die Peripherie der Platte gendеn wird. Auch hier dient eine zweite Eisenplatte als Anker u. s. f. 367

Statt zweier Schenkel kann man einem Hufeisen auch drei und hrere Schenkel geben und dasselbe so aus einer beliebigen Anzahl n parallelen Eisenstäben bilden, welche alle neben einander auf eine enplatte aufgeschraubt oder an einander geschweisst sind und abchselnd in entgegengesetzter Richtung mit Draht umwickelt werden. ird dann der Strom durch letzteren geleitet, so erhalten die abwechseln n Schenkel entgegengesetzte Polarität (*Aimants bi-, tri- et multifurqués* n Nicklès[2]). Auch hier kann man die Drahtwindungen auf einhen Schenkeln fortlassen oder sie verschieden vertheilen. 368

[1]) Roberts, Sturgeon's Ann. of El. 6, p. 166, 1841*; Radford ibid. 21. — [2]) Nicklès, Institut. 8. Dec. 1852, Ann. de Chim. et de Phys. [2]

369 Während bei diesen Magneten nur der innere Raum der Dr spiralen einen Eisenkern umschliesst, haben Guillemin[1]) und Rome hausen[2]) auch die äussere Fläche derselben mit einer Eisenhülle geben. Der so gebildete „Glockenmagnet" Romershausen's, Fig. besteht aus einem Cylinder von weichem Eisen von 9 mm Durchme und 84 mm Länge, der sich in einer Drahtspirale befindet. Dies ist von einem genau passenden Eisenblechcylinder von 2 mm Dicke schlossen, dessen eines Ende mit dem Ende des Eisencylinders in Spirale durch eine aufgeschliffene Eisenplatte verbunden ist. Auch das andere Ende des Eisencylinders wird eine eben solche Platte


Fig. 209. Fig. 210. Fig. 211.

Anker gelegt. — Während der innere Eisenkern für sich beim Hindu leiten eines Stromes eines Bunsen'schen Elementes nur 6 Loth trug er mit der Blechhülle zusammen 384 Loth.

Aehnliche Magnete aus mehreren in einander gefügten Eisenröh zwischen denen Spiralen mit nach aussen zunehmenden Windungsza gewickelt sind, sind von Camacho construirt[3]).

Bei diesen Magneten kann man nach Nicklès die äussere H der Spirale auch durch eine Anzahl von zwei oder mehreren Eisenstä

37, p. 399, 1853*, l. c., Les électro-aimants. Paris 1860*. — Eine eigene Ne clatur hat Nicklès für diese verschiedenen Sorten der Elektromagnete e den. Er nennt die Stabmagnete (électro-aimants à branches), wenn sie g linig oder hufeisenförmig, oder mit mehreren Schenkeln versehen sind: gerad bifurqué, trifurqué, multifurqué; sind die Pole der ersten beiden Sorten g oder verschieden stark polarisirt, so heissen sie isodynam oder heterody sind sie durch eine oder mehrere Spiralen erregt, mono-, di-, polyknem; die Spiralen abwechselnd in gleichem oder entgegengesetztem Sinne gewu entstehen also Folgepunkte oder nicht, so heissen die Magnete epallel enallel, wo im letzten Falle die Pole an den Enden wieder isonom oder an sein können, je nachdem die Zahl der Spiralen gerade oder ungerade ist. den circulären und paracirculären Magneten (§. 370 u. 371) unterscheidet Nic mono-, di-, ossa-, esso-, pleokneme Magnete, je nachdem die Zahl der Mag sirungsspiralen 1, 2, ebenso gross, kleiner oder grösser ist, als die der Sch an deren Rändern die Pole entstehen. Auch hier können die Radmagnete die électro-aimants à branches epallel oder enallel, iso- oder heterodynam u den Rändern uni- oder bipolar sein u. s. f. Auf diese Weise theilt Nic die Elektromagnete in 12 Familien, 38 Genera, 1 Subgenus (eine eiserne Sch in deren Gänge die Magnetisirungsspirale gewunden ist), 71 Arten, viele V täten u. s. f. ein.

[1]) Guillemin, Compt. rend. **22**, p. 433, 1846*. — [2]) Romersha Dingl. Journ. **120**, p. 358, 1850*. — [3]) Camacho, Compt. rend. **80**, p. 582,

Fig. 210 und 211, ersetzen, welche rings um die Spirale gestellt und unterhalb zusammengeschweisst oder auf eine Eisenplatte geschraubt sind, die auch den inneren Eisenkern der Spirale trägt [1]).

Auch kann man zwei solche Röhrenmagnete auf einer massiven Eisenplatte befestigen und zu Hufeisenmagneten vereinen.

370 Andere Formen sind die zuerst von W. Weber [2]) construirten Radmagnete oder circulären Magnete, welche im Wesentlichen aus einem Eisencylinder bestehen, in den eine oder mehrere peripherische Rinnen eingedreht sind, in welche Windungen von übersponnenem Kupferdraht eingelegt werden, Fig. 212 und 213. Die zu beiden Seiten

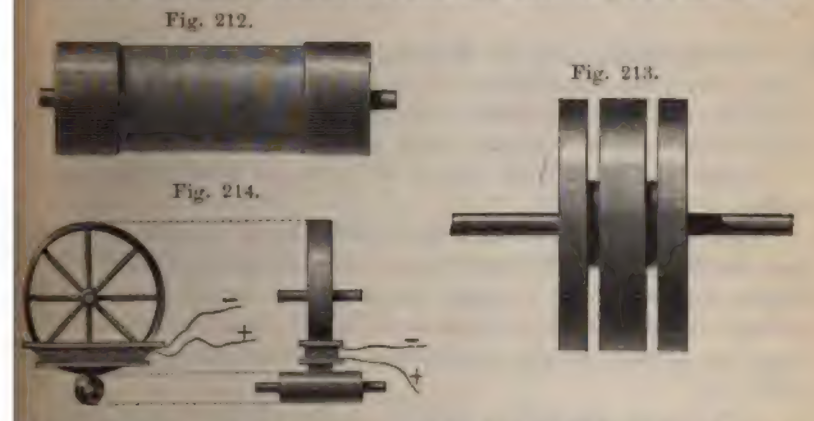


Fig. 212. Fig. 213. Fig. 214.

der Windungslage befindlichen peripherischen Stellen des Cylinders haben dann je nach der Richtung der Windungen entgegengesetzte Polarität und ziehen quer über sie gelegte Eisenschienen an.

371 In einer anderen Weise hat Nicklès [3]) diese Polarität hervorgebracht, indem er kreisförmige Eisenscheiben oder Räder, Fig. 214, die um eine Axe drehbar waren (wie z. B. die Räder der Eisenbahnwaggons), durch eine Anzahl von Drahtwindungen hindurchgehen liess, welche in der Richtung von Sehnen zu den Eisenscheiben gewunden waren. Er konnte dadurch bewirken, dass die Scheiben an einem oder mehreren Punkten der Peripherie die entgegengesetzte Polarität, wie in ihrem Centrum, zeigten. Auch wurden mehrere Eisenscheiben auf eine gemeinsame Eisenaxe aufgesetzt und erhielten ebenfalls, indem sie alle durch ähnliche Drahtwindungen hindurchliefen, an ihren Peripherien entgegengesetzte Polaritäten. Sie zogen dann

[1]) Cance, Mondes 42, p. 495, 1877*; Beibl. 1, p. 293*. — [2]) W. Weber, ...ate 1840, p. 50*. — [3]) Nicklès, Brévet d'invention 1851; Électro... Paris 1860, p. 137*.

ebenfalls die Eisenschienen an, auf denen sie liefen (vergl. im Capitel magnetische Reibung). Nicklès nennt diese Magnete „paracirculäre Magnete".

II. Magnetisches Moment von Körpern, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Allgemeine Angaben.

372 Bei der Bestimmung des Magnetismus der Körper kann man untersuchen: 1) ihr Moment als Ganzes, 2) das Moment ihrer einzelnen Theile, 3) den an den einzelnen Stellen der Körper nach aussen wirkenden freien Magnetismus und in Anschluss daran 4) die Lage der Pole.

Diese einzelnen Data stehen in einfachen Beziehungen zu einander.

Wir wollen zunächst einen linearen Eisenstab betrachten, welcher von der Mitte aus nach beiden Seiten gleichförmig magnetisirt ist, auf dessen einzelne Theile an allen Stellen gleiche magnetisirende Kräfte wirken. Dabei ändert sich das Moment der auf einander folgenden Theilchen nur allmählich, eine Umkehrung der Polarisirung derselben tritt nicht ein.

Wir können dann die einzelnen, um ihren Schwerpunkt gedrehten Molecularmagnete des Stabes in je zwei Componenten zerlegen, einmal in eine auf der Axe des Stabes normale Componente, sodann in eine in die Axe des Stabes fallende Componente. Die Wirkungen der ersteren Componenten nach aussen heben sich gegenseitig auf, da die Molecularmagnete nach allen Richtungen gedreht sind; die letzteren stellen kleine Magnete dar, deren Axen mit denen des Stabes zusammenfallen. Wir können uns diese in der Axe des Stabes liegenden Magnete so weit verlängert denken, dass ihre Enden einander berühren. Die in ihnen geschiedenen Fluida seien im gleichen Verhältnisse vermindert; dann bleibt das Moment und die Wirkung nach aussen ungeändert (vergl. §. 222). — Würden wir nach der Theorie der Scheidung der magnetischen Fluida annehmen, dass die freien Magnetismen nur in der Richtung der Axe des Stabes in den überall gleich grossen Molecülen geschieden wären, so ergäbe sich diese Vertheilung direct.

373 Die Länge der auf diese Weise in der Richtung der Axe einander berührenden verlängerten Molecularmagnete sei Δx.

Ist das Moment eines im Abstand x von der Mitte des Stabes gelegenen magnetischen Theilchens gleich m, das des folgenden um $x + \Delta x$

entfernten Theilchens gleich $m + dm/dx.\Delta x$, so ist das Quantum der nach beiden Seiten in den Theilchen vertheilten magnetischen Fluida

$$\pm \frac{m}{\Delta x} \text{ und } \pm \frac{m + \frac{dm}{dx}\Delta x}{\Delta x}$$

wo wir z. B. das Nordfluidum als positiv, das Südfluidum als negativ bezeichnen. An der Berührungsstelle beider Theilchen bleibt somit das nach aussen wirkende Fluidum

$$\mu = \frac{m}{\Delta x} - \frac{m + \frac{dm}{dx}\Delta x}{\Delta x} = -\frac{dm}{dx} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Der freie Magnetismus ist also der Differentialquotient des magnetischen Momentes nach der der Axe des Stabes entsprechenden x-Axe[1]). — Besitzt der Stab eine seitliche Ausdehnung, so verhalten sich in einer senkrecht gegen die Axe des Stabes gelegten Ebene alle Molecüle in ähnlicher Weise, wie das mittlere; wenn auch die Quanta der in ihnen vertheilten Fluida mit ihrem Abstand von der Axe sich ändern. Es wird demnach allgemein in jedem Querschnitt des Stabes der freie nach aussen wirkende Magnetismus

$$\Sigma\mu = -\Sigma \frac{dm}{dx} = -\frac{d\Sigma m}{dx} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Die Umstellung der Zeichen Σ und d ist gestattet, da die Summation von der Differentiation unabhängig ist.

Diese Formel ist für die ganze Länge des Stabes gültig. Nur an den Enden, wo die Wirkungen der freien Magnetismen nicht durch benachbarte entgegengesetzte Fluida zum Theil aufgehoben sind, tritt noch ein bestimmtes Quantum freien, nach aussen wirkenden Magnetismus auf.

Ferner seien die freien Magnetismen an den Enden der einzelnen Molecularmagnete von der Länge Δx gleich $\pm\mu_1, \pm\mu_2 \ldots \pm\mu_n$, dann 374
finden sich an ihren Contactstellen in den folgenden Enfernungen e von der Mitte die entsprechenden freien Magnetismen $\Delta\mu$

$$\begin{array}{llllll} e = & {}^1/_2\Delta x & {}^3/_2\Delta x & {}^5/_2\Delta x \cdots & \frac{2n-3}{2}\Delta x & \frac{2n-1}{2}\Delta x \\ \Delta\mu = & \mu_1 - \mu_2 & \mu_2 - \mu_3 & \mu_3 - \mu_4 & \mu_{n-1} - \mu_n & \mu_n \end{array}$$

Wirkt auf alle Elemente von aussen die gleiche Kraft in derselben Richtung, z. B. die horizontale Componente H des Erdmagnetismus, so ist das statische Moment der auf den Stab wirkenden Kräfte gleich

1) Vergl. van Rees, Pogg. Ann. 70, p. 15, 1847*. Schon von Poisson, Mém. de l'Acad. 5, p. 248 und 488, 2 Févr. et 27 Décbre. 1824*.

$$D = 2H \cdot \frac{\Delta x}{2}\Big[(\mu_1 - \mu_2) + 3(\mu_2 - \mu_3) + 5(\mu_3 - \mu_4) \dots$$
$$+ (2n-3)(\mu_{n-1} - \mu_n) + (2n-1)\mu_n\Big]$$
$$= 2H\Delta x\,(^1/_2\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \dots \mu_n) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Der Werth $2\Delta x\,(^1/_2\mu_1 + \mu_2 + \dots \mu_n)$ ist aber die Summe al Momente der Elemente des Stabes.

Ist das gesammte Moment des Stabes M, so ist auch

$$D = HM.$$

Daraus folgt, dass das Moment eines Stabes gleich der Sum der Momente aller seiner einzelnen Theilchen ist.

375 Ferner ist der freie Magnetismus auf jeder Hälfte des Stabes

$$\pm[(\mu_1 - \mu_2) + (\mu_2 - \mu_3) + \cdots (\mu_{n-1} - \mu_n) + \mu_n] = \pm\mu_1$$

Der gesammte freie Magnetismus auf jeder Hälfte d Stabes ist also gleich dem freien Magnetismus seiner mi telsten Theilchen[1]).

Derselbe Satz gilt, wenn wir den Stab an irgend einer anderen St theilen. Die Summe aller freien Magnetismen nach der einen oder ande Seite dieser Stelle ist stets gleich der der freien Magnetismen des Mo cüls, in welchem der Stab getheilt ist.

376 Denken wir uns die freien Magnetismen beider Hälften des Stal in zwei Punkten angehäuft, welche in solchen Entfernungen $\pm l$ v seiner Mitte liegen, dass das statische Moment bei Einwirkung einer unendlicher Entfernung auf beide Hälften des Stabes wirkenden Kr wie z. B. der horizontalen Componente des Erdmagnetismus H, das glei ist, wie vorher, so ist auch

$$D = 2Hl\mu_1 \quad \text{und} \quad l = \frac{M}{2\mu_1}.$$

Jene Punkte, die Angriffspunkte gleicher und paralleler Kräfte alle freien Magnetismen der einzelnen Hälften des Stabes sind die Po derselben, der Abstand $2l$ der Pole von einander wird als Pol stand bezeichnet.

Ist das Moment des mittelsten Elementes des Magnets $m_1 = \mu_1\Delta$ so ist danach auch

$$l = \frac{M}{2m_1}\Delta x.$$

377 Verzeichnet man die freien Magnetismen an den einzelnen Stel des Stabes als Ordinaten, während die Axe des Stabes von der Mi

[1]) Vergleiche van Rees, l. c.

als Nullpunkt an gezählt als Abscissenaxe dient, wobei die nördlichen Magnetismen etwa positiv, die südlichen negativ gerechnet werden, so sind nach obiger Definition die Abscissen der Schwerpunkte der Flächen, welche die gesammten freien Magnetismen jeder einzelnen Hälfte des Stabes darstellen, die Abstände der Pole von der Mitte des Stabes.

Nach dieser Betrachtung können wir die Lage der Pole bei verschiedenen Vertheilungen der Momente des Stabes angeben.

1) Sind alle Elemente in der Richtung der Axe des Stabes gleich 378
stark magnetisch, so findet sich kein freier Magnetismus auf der Oberfläche desselben mit Ausnahme seiner Endflächen und es ist in §. 374 $\mu_1 = \mu_2 = \dots \mu_n$, also $M = (2n - 1)\, \Delta x . \mu_1$. Wenn die Länge des Stabes gleich $2L$ ist, so ist $(2n - 1)\, \Delta x = 2L$, also

$$l = L.$$

Die Pole fallen mit den Enden des Stabes zusammen, und in ihnen ist der freie Magnetismus $\pm m_1$ angehäuft.

2) Sind die Elemente von der Mitte des Stabes gegen seine Enden hin in abnehmender Stärke magnetisirt, so ist $\mu_1 > \mu_2 > \mu_3 \dots > \mu_n$, der Stab hat auf seiner ganzen einen Hälfte Nordmagnetismus, auf der anderen Südmagnetismus. Dann ist also auch $M < (2n - 1)\, \Delta x . \mu_1$, oder $M < 2L\mu_1$, daher auch

$$l < L.$$

Die Pole liegen innerhalb des Stabes und nähern sich seiner Mitte um so mehr, je stärker die Momente seiner Elemente von der Mitte gegen die Enden hin abfallen. Dieser Fall ist der gewöhnlichste, welcher z. B. bei permanent magnetisirten Stahlstäben, bei Eisenstäben, welche ihrer Länge nach gleichförmig von einer Magnetisirungsspirale umgeben sind, eintritt.

3) Nehmen die Momente der Elemente von der Mitte des Stabes gegen seine Enden hin zu, so ist $\mu_1 < \mu_2 < \mu_3$ u. s. f. Der Stab hat auf seinem einen Ende freien Nordmagnetismus, auf der ganzen, diesem Ende zugekehrten Oberfläche freien Südmagnetismus und umgekehrt. Dann ist

$$M > (2n - 1)\, \Delta x . \mu_1 \quad \text{oder} \quad M_n > 2L\mu_1, \text{ also } l > L.$$

Die Pole des Stabes sind also ausserhalb desselben in seiner Verlängerung anzunehmen[1]).

[1]) Vergl. Lambert und Kupfer, Gehler's Wörterbuch 6, [2] p. 804*; Lamont, Magnetismus, p. 297; Volpicelli, Compt. rend. 64, p. 1197, 1867*; Jost, Pogg. Ann. 136, p. 137, 1869.*

2. Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus.

379 Die Berechnung des Momentes verschieden gestalteter Körper gründet Poisson[1]) auf dieselben Betrachtungen, welche wir schon Theil II. §. 16 u. flgde. für die Berechnung der Elektrisirung dielektrisch polarisirter Körper ausgeführt haben. Wir wiederholen hier nur das für den vorliegenden Gegenstand Erforderliche.

Verschiedene Körper von gleicher Gestalt und Ausdehnung, aber von verschiedenem Stoff werden durch dieselbe Kraft ungleich stark magnetisch. Wir haben dies auf einen verschieden starken ursprünglichen Magnetismus der Molecularmagnete, resp. eine verschieden starke Drehbarkeit derselben zurückgeführt. Poisson dagegen macht sich hierzu die Vorstellung, der Raum eines Körpers sei nicht vollständig von den magnetisirbaren Elementen erfüllt, welche in allen Stoffen einander gleich wären. Ist dann k' das Verhältniss des Raumes, welchen jene Elemente an jeder Stelle einnehmen, zu dem Rauminhalt des Körpers daselbst, so wird bei gleicher magnetisirender Kraft unter sonst gleichen Verhältnissen das Moment des Körpers um so grösser, je mehr k', welches kleiner als Eins sein muss, dem Werthe Eins sich nähert.

380 Wir wollen ferner vorläufig annehmen, dass die in den Masseneinheiten erzeugten Momente den wirksamen Kräften entsprechen, also die mittleren Projectionen der durch diese Kräfte gedrehten Molecularmagnete auf die Richtung der Kräfte letzteren selbst proportional sind. Nach der Theorie der Scheidung der magnetischen Fluida in den Elementen würde dieser Satz besagen, dass die durch äussere magnetisirende Kräfte in jedem Massenelemente geschiedenen Fluida nicht aus demselben heraustreten können, sich aber an seine Oberfläche begeben, und dass ihre Mengen jenen Kräften proportional sind, so dass also keine Coercitivkraft der Magnetisirung hinderlich entgegentritt. Hiernach ist zunächst der Werth k' von der Stärke der von aussen wirkenden magnetisirenden Kraft unabhängig angenommen. Wir wollen den Werth unter dieser Annahme durch k ersetzen[2]). Dann erhalten wir ganz dieselben

[1]) Poisson, Mémoires de l'Academie 5, p. 248 u. 488, 2 Févr. et 27 Déc. 1824*, 6, p. 441, 1827*. Auszug in Ann. de Chim. et de Phys. 25, p. 113 u. 28, p. 1*. Siehe ferner Green's Essay on the application of mathem. analysis to the theories of electricity and magnetism, Nottingham 1828*; d. in Crelle's Journ. 47, p. 238*. Auch W. Thomson (Phil. Trans. 1851, 1, und 269*; Reprint of Papers, p. 340 bis 499*) hat eine derartige Berechnung ausgeführt. — [2]) Eine andere empirische Definition für k als das Moment Kugel vom Radius Eins unter Einfluss der Kraft Eins siehe §. 389.

ormeln, wie wir sie Thl. II, §. 16 u. flgde. entwickelt haben, nur dass ür die elektrischen Momente die magnetischen zu setzen sind [1]).

Wir haben schon Thl. II, §. 22 ausser der Constante k eine Constante ε eingeführt, die das elektrische Moment angiebt, welches durch die Kraft Eins in einem Raumelement von dem Volumen Eins erzeugt wird. Man pflegt die dieser Constante ganz analoge Constante, die **Magnetisirungsfunction**, welche von F. E. **Neumann** zuerst verwendet worden ist, im Gebiet des Magnetismus mit dem Buchstaben $\varkappa$ zu bezeichnen. Dann sind, ähnlich wie ε und k in Thl. II, §. 23, auch $\varkappa$ und k durch die Gleichung

$$4\pi\varkappa(1-k)=3k$$

verbunden.

Ausser diesen Betrachtungen sind namentlich in England noch andere 381
über den Magnetismus der Körper angestellt worden, welche zur Erfindung einer Reihe von neuen Namen geführt haben [2]).

Aus einem Magnet sei eine Höhlung in Form eines kleinen Cylinders von der Länge 2λ und dem Radius r ausgeschnitten, dessen Axe mit der Richtung der Magnetisirung zusammenfällt. Derselbe sei so klein, dass an seiner Stelle der Magnetismus überall als gleichartig vertheilt anzusehen ist. Dann ist der freie Magnetismus auf der Cylinderfläche Null und auf den Endflächen mit einer bestimmten Dichtigkeit $\pm I$ gleichmässig vertheilt. Befindet sich in der Mitte des Cylinders ein Magnetpol von der Einheit der Kraft, so ist die Summe der von beiden Endflächen aus auf ihn in gleicher Richtung wirkenden Kräfte

$$R=4\pi I\left(1-\frac{\lambda}{\sqrt{r^2+\lambda^2}}\right).$$

Je nachdem $\lambda >$ oder $< r$ ist, ergiebt sich bei der Entwickelung der Wurzel nach r/λ oder λ/r:

$$\lambda > r \qquad R_1 = 4\pi I\left(\frac{1}{2}\frac{r^2}{\lambda^2}-\frac{3}{8}\frac{r^4}{\lambda^4}\cdots\right)$$

$$r > \lambda \qquad R_{11} = 4\pi I\left(1-\frac{\lambda}{r}+\frac{1}{2}\frac{\lambda^3}{r^3}-\cdots\right).$$

Ist der Cylinder sehr lang, so ist $R_1 = 0$. Sind also die Componenten der äusseren Kräfte (d. h. die Differentiale des Potentials φ der äusseren ...en Magnetismen auf den Pol nach den drei Axen) gleich α, β, γ, so

---

[1]) Dem Zwecke des Werkes entsprechend geben wir im Folgenden nur die ...züge der Methoden zur Berechnung des magnetischen Momentes der Kör...a ohnehin die Magnetisirung nicht unter so einfachen Bedingungen ge... als den Rechnungen zu Grunde liegen, so haben die Resultate der letz...och nur eine relativ sehr beschränkte Gültigkeit. — [2]) W. **Thomson**, ...int of Papers, p. 340 bis 499; Phil. Trans. 1851, **1**, p. 243; siehe für das ...nde auch **Maxwell**, Treatise 2. edit. **2**, p. 1 u. flgde.

wirken diese auf den Pol im Inneren desselben, wie wenn die Höhlung nicht existirte.

Ist aber der Cylinder sehr kurz, so ist $R_{11} = 4\pi I$. Sind die Componenten von I nach den drei Axen gleich A, B, C, so sind die Componenten der gesammten, auf den Pol wirkenden, magnetischen Kräfte

$$a = \alpha + 4\pi A; \quad b = \beta + 4B; \quad c = \gamma + 4\pi C \quad . \quad . \quad 1)$$

Stellen wir uns vor, dass das Medium, in welchem sich ein Magnetpol befindet, durch die auf den Pol wirkende magnetische Kraft magnetisch polarisirt ist, so befindet sich der Pol unter denselben Verhältnissen, wie in einer unendlich dünnen, planparallelen und auf der Richtung der magnetisirenden Kraft senkrechten Höhlung in dem magnetisirten Medium. Die Gleichungen 1) stellen dann die auf den Pol wirkenden Kräfte dar, welche Maxwell „die magnetische Induction" im Magnet nennt. Wir wollen sie, um Irrthümer zu vermeiden, magnetische Vertheilung nennen. Bei schwächeren Magnetisirungen kann man

$$A = \varkappa\alpha, \quad B = \varkappa\beta, \quad C = \varkappa\gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

setzen, wo $\varkappa$ der Coëfficient des vertheilten Magnetismus (nach W. Thomson die „magnetic susceptibility") ist. Wird dann noch

$$1 + 4\pi\varkappa = \mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

gesetzt, wo μ die magnetische Inductions- (Vertheilungs-) Capacität des Mediums ist, so entpricht dieser Werth völlig dem Werthe, welcher in Thl. II, §. 28 als Dielektricitätsconstante D des Mediums bezeichnet worden ist. Dann folgt wie in jenem Paragraph

$$\mu = \frac{1 + 2k}{1 - k}, \qquad k = \frac{\mu - 1}{\mu + 2}.$$

Bei ganz weichem Eisen ist etwa $\varkappa = 32$, also $k = 0{,}9926$, also etwas kleiner als 1, $\mu = 538{,}6$.

Schon Thl. I, §. 130 haben wir erwähnt, dass die Formeln des Wärmeflusses mit denen der elektrischen Anziehung völlig parallel gehen. Daraus folgt unmittelbar, dass wenn man die Leitungsfähigkeit eines Mediums für Wärme gleich μ setzt, auch im Gebiete des Magnetismus die Formeln der magnetischen Anziehungen in einem Medium, dessen Constante μ ist, mit denen des Wärmeflusses übereinstimmen.

Deshalb nennt W. Thomson die Constante μ die „magnetic permeability" der Körper. Die Bezeichnung der magnetischen Kräfte, wie sie durch $\alpha, \beta, \gamma, a, b, c$ ausgedrückt werden, nennt er die „polare" und die „elektromagnetische" Definition derselben.

382 Bei seinen Berechnungen des magnetischen Moments unterscheidet W. Thomson die solenoidale und die lamellare Vertheilung des Magnetismus.

Kann man in einem Körper eine, sei es in sich geschlossene, sei es begrenzte Linie ziehen, in deren Richtung alle Molecularmagnete gl

stark magnetisirt sind, so wirken nur ihre Enden nach aussen. Sind dieselben mit dem freien Magnetismus $\pm\mu$ beladen, ist ihr Abstand von einem Punkt resp. r_1 und r_2, so ist die Potentialfunction eines solchen solenoidalen Magnetes auf denselben

$$V = \mu\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Kann man einen Magnet in lauter Solenoide zerlegen, so ist der freie Magnetismus nur auf der Oberfläche verbreitet. Sind wie oben die Componenten der Magnetisirung I nach den drei Axen an irgend einer Stelle des Körpers A, B, C, so ist die hierfür gültige Formel

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{\partial C}{\partial z} = 0$$

zugleich die Bedingung für die Möglichkeit, den Körper in solenoidale Magnete zu zerlegen.

Ist eine Linie in einem Körper nicht an allen Stellen gleich stark magnetisch, so kann man sie aus einer Anzahl verschieden langer, entsprechend magnetisirter über einander gelegter Solenoide, zusammengesetzt denken. Ist der freie Magnetismus an irgend einer Stelle der Linie $d\mu$, an ihren Enden μ_1 und μ_2, sind die Abstände jener Stelle und der Enden von einem Punkt resp. r, r_1, r_2, so ist, wenn ds ein Linienelement ist, das Potential auf jenen Punkt

$$V = \frac{\mu_1}{r_1} - \frac{\mu_2}{r_2} - \int \frac{1}{r}\frac{d\mu}{ds}\, ds.$$

Bei lamellarer Vertheilung kann man in einem Körper eine Fläche 383
construiren, in welcher an jeder Stelle die „magnetische Stärke", d. h. das Product aus der „magnetischen Intensität" (dem Moment der Volumeneinheit) und der Dicke der Schicht constant ist. Ist dieses Product nicht constant, so kann man die Fläche wieder aus einer Anzahl über einander gelagerter Flächen zusammengesetzt denken. Schon §. 203 haben wir dargelegt, dass die Potentialfunction einer solchen homogenen Fläche, welche einem sie umkreisenden Strom äquivalent ist, auf einen Punkt gleich ist der Oeffnung des von dem Punkt als Spitze um den Umfang der Fläche gelegten Kegels, multiplicirt mit ihrer Stärke. Dieselbe hängt also nur von dem Umfang, nicht von der sonstigen Gestalt der Fläche ab. Ist daher ψ die magnetische Stärke der Fläche, ω die erwähnte Kegelöffnung, so ist ihr Potential auf den Punkt $V = \psi\,.\,\omega$.

Die Bedingung dafür, dass ein Magnet in einfache, geschlossene oder mit ihrem Umfang in seiner Oberfläche liegende Lamellen zerlegt werden kann, ist, wenn φ die Summe der Stärken aller Magnetflächen ist, dass an irgend einer Stelle xyz

$$A = \frac{\partial \varphi}{\partial x},\quad B = \frac{\partial \varphi}{\partial y},\quad C = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \text{ ist.}$$

Soll der Magnet in mehrere über einander liegende Magnetsch zerlegt werden können, so muss durch die Magnetisirungslinien System auf denselben normaler Flächen gelegt werden können. D muss

$$A\left(\frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z}\right) + B\left(\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial C}{\partial z}\right) + C\left(\frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial y}\right) = 0$$

sein.

384 In Thl. II, §. 17 hatten wir die Potentialfunction eines magnetis Körpers auf einen Punkt P gleich

$$Q = k\int\left(A\cos l' + B\cos m' + C\cos n'\right)\frac{1}{r}\,d\omega'$$
$$-\int\int\int\frac{k}{r}\left(\frac{\partial A'}{\partial x'} + \frac{\partial B'}{\partial y'} + \frac{\partial C'}{\partial z'}\right)dx'\,dy'\,dz'$$

gefunden, wobei die Magnetisirungszahl k' constant gleich k ge worden ist, $d\omega'$ das Oberflächenelement, r der Abstand des Punktes einem Element $dx'\,dy'\,dz'$ des Körpers, A', B', C' die auf das Ele nach den drei Axen wirkenden Kräfte, l', m', n' die Winkel zwische Normale auf $d\omega'$ und den Hauptaxen sind [1]).

Dann verschwindet, wenn die Vertheilung des Magnetismus solenoidal ist, das zweite Glied und es bleibt das Potential

$$Q = k\int\left(A\cos l' + B\cos m' + C\cos n'\right)\frac{1}{r}\,d\omega'.$$

Setzt man bei lamellarer Vertheilung $A = d\varphi/dx$ u. s. f., s giebt sich

$$Q = \int\int\varphi\left(\cos l'\,\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx'} + \cos m'\,\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dy'} + \cos n'\,\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dz'}\right)d\omega' + 4\pi$$

wo (φ) der Werth φ für den betrachteten Punkt ist und das letzte verschwindet, wenn $(\varphi) = 0$ ist, d. h. der Punkt ausserhalb des Kö liegt. Die übrigen Glieder verschwinden. Ist ϑ der Winkel zwis der Normale auf $d\omega'$ und r, so ist dieser Ausdruck

$$Q = \int\int\int\frac{1}{r^2}\,\varphi\cos\vartheta\,d\omega' + 4\pi(\varphi) = U + 4\pi(\varphi).$$

Die Werthe a, b, c in der Gleichung 1), §. 381, sind demnach i sem Fall $a = -\partial U/\partial x$, $b = -\partial U/\partial y$, $c = -\partial U/\partial z$.

---

[1]) Um die Bezeichnungen mit den in englischen Abhandlungen üblich Uebereinstimmung zu bringen, haben wir die Werthe $\alpha'\,\beta'\,\gamma'$ des Bd. II, durch A, B, C ersetzt.

Aus den Entwickelungen des §. 24, Thl. II folgt dann unmittelbar, dass bei der Magnetisirung eines Körpers durch eine äussere Kraft die Vertheilung des Magnetismus zugleich solenoidal und lamellar ist, und nur auf der Oberfläche des Körpers eine Schicht von freiem Magnetismus ist.

Ist die Dichtigkeit der Schicht an einer Stelle der Oberfläche gleich 385
$\sigma (= - \partial \varphi / \partial n)$, wo n die Normale ist, so ist das Potential auf einen äusseren Punkt

$$U = \int\int \frac{\sigma}{r} \, d\omega' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Sind die Werthe der Potentialfunction innerhalb und ausserhalb der Oberfläche gleich U und U_1, sind die nach innen und aussen gerichteten Normalen auf dem Element σ derselben n und n_1, so folgt aus der Potentialtheorie

$$U = U_1 \text{ und } \frac{\partial U}{\partial n} + \frac{\partial U_1}{\partial n_1} = - 4 \pi \sigma = - 4 \pi \frac{\partial \varphi}{\partial n} \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Entsprechend Thl. II, §. 23 sind die Kraftcomponenten $\alpha = \partial \varphi / \partial x = - \varkappa \, \partial (W + U) / \partial x$, wo W die Potentialfunction der äusseren magnetischen Körper, U die Potentialfunction des Magnetismus des Körpers selbst ist. Somit wird

$$(1 + 4 \pi \varkappa) \frac{\partial U}{\partial n} + \frac{\partial U'}{\partial n_1} + 4 \pi \varkappa \frac{\partial W}{\partial n} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Dieselbe Formel folgt aus Gl. 1) und 2) in §. 381. Ist P die Ge- 386
sammtpotentialfunction der äusseren und inneren Magnetisirungen auf einen Punkt des Körpers, also $P = U + W$, so ist

$$a = \mu \alpha = - \mu \frac{\partial U}{\partial x} \text{ u. s. f.}$$

Ist die magnetische Permeabilität innerhalb und ausserhalb des Körpers μ und μ_1, so muss, damit die magnetische Vertheilung continuirlich sei, wenn P_1 die Potentialfunction aller Magnetismen auf einen äusseren Punkt ist, n und n_1 wie vorher die nach innen und aussen gerichteten Normalen des Oberflächenelementes sind:

$$\mu \frac{\partial P}{\partial n} + \mu_1 \frac{\partial P_1}{\partial n_1} = 0.$$

Befindet sich der magnetische Körper in der Luft, so ist $\mu_1 = 1$. Setzt man nun $P = U + W$, $P_1 = U_1 + W$, so erhält man die Gleichung 3 des vorigen Paragraphen. Um die Vertheilung des Magnetismus in einem Körper zu bestimmen, welcher äusseren magnetisirenden Kräften unterworfen ist, die der Potentialfunction W entsprechen, sind also die Functionen U, U_1 zu suchen, welche den Gleichungen 2),

sowie den Laplace'schen Gleichungen für die Potentiale genügen resp. innerhalb und ausserhalb des Körpers continuirlich sind. D muss für eine unendliche Entfernung $P_1 = 0$ werden.

387 Die magnetische Vertheilung in einem Körper durch äussere m netisirende Kräfte lässt sich auch in Anschluss an eine der Methode Murphy ähnliche Methode (vergl. Thl. I, §. 85) berechnen, indem durch jene Kräfte an den einzelnen Stellen des Körpers direct indu Potential bestimmt wird, zunächst ohne Berücksichtigung der Wec wirkung der Theilchen; dann die in jedem Theilchen durch die so vorgerufene Magnetisirung erzeugte Vertheilung, wieder zunächst Berücksichtigung der Wechselwirkung u. s. f. Das Resultat d successiv betrachteten Vertheilungen entspricht zuletzt der endli Vertheilung des Magnetismus [1]).

388 Die allgemeinen Formeln lassen nur für wenige einfache Fo der Magnete die Berechnung ihrer Momente zu. Es würde uns zu führen, wollten wir die Ableitung der für die einzelnen, speciellen gültigen Formeln für die magnetische Vertheilung aus denselben d führen. Wir begnügen uns deshalb mit der Mittheilung einiger R tate der Rechnungen, welche durch Versuche geprüft sind und ein gr res physikalisches Interesse haben.

Poisson hat die obigen Formeln angewandt, um die Vert lung des Magnetismus in einer Hohlkugel zu entwickeln, w einer auf alle ihre Theile in gleicher Richtung und gleich stark wirk Kraft, z. B. dem Erdmagnetismus, ausgesetzt ist. Die betreffenden drücke erhält er, indem er Polarcoordinaten einführt und φ in K functionen entwickelt.

Es sei die Z-Axe die Richtung der magnetisirenden Kraft Richtung der Inclinationsnadel), die Intensität derselben sei m, der äu und innere Radius der Hohlkugel sei a und b. Ein magnetischer P vom Magnetismus μ, z. B. der Pol P einer Magnetnadel, habe die Co naten x, y, z; sein Abstand vom Mittelpunkt der Kugel O, welch Anfangspunkt der Coordinaten dient, sei r. Ist dann der Winkelab zwischen r und der der Inclinationsrichtung parallel durch den K mittelpunkt gezogenen Z-Axe gleich ϑ, der Winkelabstand der Proj von r auf die magnetische Aequatorialebene oder XY-Ebene vo durch O zum magnetischen Ostpunkt gezogenen X-Axe gleich ψ, s

$$z = r \cos \vartheta, \quad x = r \sin \vartheta \cos \psi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \psi.$$

Es ergeben sich die drei Componenten:

---

[1]) Siehe Beer, Elektrostatik. C. Neumann, logarithmisches Po L. Weber, Zur Theorie der magnetischen Induction, Kiel 1877*; Be p. 230*.

$$X = -\frac{3\,m\,(a^3 - b^3)\,k\,(1+k)}{(1+k)\,a^3 - 2\,k^2 b^3} \cdot \frac{a^3 \cos\vartheta \sin\vartheta \cos\psi}{r^3}$$

$$Y = -\frac{3\,m\,(a^3 - b^3)\,k\,(1+k)}{(1+k)\,a^3 - 2\,k^2 b^3} \cdot \frac{a^3 \cos\vartheta \sin\vartheta \sin\psi}{r^3} \quad \ldots \quad 1)$$

$$Z = -m + \frac{m\,(a^3 - b^3)\,k\,(1+k)}{(1+k)\,a^3 - 2\,k^2 b^3} \cdot \frac{a^3\,(1 - 3\cos^2\vartheta)}{r^3}.$$

Die Wirkung einer massiven Kugel auf einen äusseren Punkt folgt, enn man in diesen Gleichungen $b = o$ setzt. Wäre $k = 1$, so würde ie Wirkung der Hohlkugel und massiven Kugel auf einen äusseren unkt vollkommen gleich sein.

Liegt also ein Pol P vom Magnetismus μ von O aus in der Rich- 389
ing Z der Kraft m, so ist die auf ihn von der **massiven** Kugel vom adius a aus (nach Abzug der Kraft m selbst) wirkende Kraft

$$K = -\frac{2\,m\,a^3}{r^3}\,k\,\mu.$$

in kleiner Magnet vom Moment M wirkt aber auf einen magnetischen unkt μ, welcher in der Richtung seiner Axe von seinem Mittelpunkt m r absteht, mit der Kraft $-2\,M\mu/r^3$. Die Kugel kann also als ein agnet vom Moment $M = a^3 k m$ betrachtet werden. Ist $a = 1$, $m = 1$, ist $M = k$.

Die Magnetisirungszahl k ist also gleich dem magnetischen Moment einer kleinen Kugel vom Radius Eins, welche rch eine magnetische Kraft Eins magnetisirt ist.

Es hat keine Schwierigkeit, aus den Gleichungen des vorigen Para- 390
phen die Wirkung einer durch den Erdmagnetismus magnetisirten siven Kugel auf die Pole einer horizontal schwingenden kleinen gnetnadel abzuleiten und ihre Ablenkung zu bestimmen. Die Tanente derselben ist bei grösseren Entfernungen r der Nadel von der gel proportional a^3/r^3 und proportional k. Sie ist im magnetischen ridian selbst Null, und gleich weit östlich und westlich von demselben ich und entgegengesetzt.

Für einen Punkt im Inneren einer Hohlkugel sind X und $Y = 0$. Kraft Z ist unabhängig von der Lage des Punktes und zwar

$$Z = -\frac{m\,(1 + k - 2\,k^2)\,a^3}{(1+k)\,a^3 - 2\,k^2 b^3}.$$

Eine Magnetnadel von so geringem Magnetismus, dass sie in das ere einer Hohlkugel von Eisen gebracht, deren Magnetismus durch Einwirkung nicht ändern würde, ändert in derselben also nur ihre ionskraft, nicht aber ihre Richtung. Wäre $k = 1$, so würde $Z = 0$, ann behielte die Nadel auch ihre Directionskraft und Schwingungs-

dauer in der Hohlkugel unverändert bei. Die Wirkung des Magnetism der Hohlkugel auf dieselbe reducirte sich auf Null. Ihr Verhalten w dann ganz analog dem einer durch Influenz elektrisirten Hohlkug welche auch auf einen in ihrem Inneren gelegenen elektrisirten Pun keine Anziehungs- und Abstossungskräfte ausübt.

391 Eine Reihe von Versuchen von Barlow [1]), welche vor dem Erschi nen der Untersuchungen von Poisson angestellt worden sind, könn über das magnetische Verhalten eiserner Kugeln Aufschluss geben.

Auf einem horizontalen Tisch von 5 Fuss Durchmesser waren v der Mitte aus radiale Linien in Abständen von je 10 Grad gezogen. D Tisch hatte in der Mitte einen Ausschnitt, durch welchen eine gusseiser Kugel von 12,78 Zoll (32,46 cm) Durchmesser und 288 Pfund (107 k Gewicht vermittelst eines Rollensystems hinabgelassen werden konnt so dass ihr Mittelpunkt sich in verschiedenen Höhen über oder unt der Ebene des Tisches befand. Auf die auf dem Tisch gezogenen Radi wurde ein sehr empfindlicher Compass gestellt und die Ablenkung se ner Nadel bestimmt [2]). Bei anderen Versuchen von Christie wur das Mittel der Ablenkung von zwei Compassnadeln gemessen, welc auf zwei Radien sich befanden, die um gleich viel Grade nach Ost od West gegen den nach Norden gezogenen Radius des Tisches verschob waren.

Aus diesen Versuchen ergab sich u. a.:

1. Fiel der Mittelpunkt P der Magnetnadel in die Ebenen zweier be stimmter grösster Kreise der Kugel, so zeigte die Nadel keine Ablenkun Diese Ebenen sind die Ebene des magnetischen Meridians und die mag netische Aequatorialebene.

Nimmt man die Nadel so klein an, dass man die Entfernung ihr Pole von ihrem Mittelpunkte P vernachlässigen kann, so ist im erst ren Falle in den Formeln 1 des §. 388 für diesen Mittelpunkt P d Winkel $\psi = 0$, also auch die Y-Componente $Y = 0$. Auf die Nad wirkt dann der Magnetismus der Kugel nur in der Meridianebene (X Ebene), und sie kann durch diese Kraft nicht abgelenkt werden. Li der Mittelpunkt P in der Aequatorialebene, so ist $\vartheta = 90^\circ$, und bleibt nur die der Richtung der Inclination parallele Z-Compone übrig, welche gleichfalls die Nadel nicht ablenkt.

2. Befand sich der Mittelpunkt P der Nadel in einer bestim ten, durch den Mittelpunkt O der Kugel und die Z-Axe gelegten Ebe und bildete die Verbindungslinie PO mit der durch O gelegten ma netischen Aequatorialebene verschiedene Winkel φ, die man mit d

[1]) Barlow, An essay on magnetic attractions, London 1820; Gilb 73, p. 1 u. flgde., 1823*; auch Christie ibid., p. 42*. — [2]) Bei früher suchen von Barlow stand der Compass in der Mitte des Tisches und di wurde um ihn herumgeführt.

en der magnetischen Breite des Punktes P bezeichnen könnte, so die Tangente des Ablenkungswinkels α der Nadel bestimmt durch Gleichung:

$$tg\,\alpha = const\,.\,sin\,\varphi\,cos\,\varphi.$$

3. Wurde die Nadel in derselben magnetischen Breite belassen, in verschiedene Ebenen gebracht, welche durch die der Inclinationsung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogene Z-Axe gelegt n und mit der auf der Meridianebene senkrechten XZ-Ebene den kel ψ bildeten, so entsprach die Tangente des Ablenkungswinkels Nadel dem Cosinus von ψ.

4. In verschiedenen Abständen von dem Mittelpunkte der Kugel ielten sich die Tangenten der Ablenkungen der Nadel unter sonst hen Verhältnissen umgekehrt wie die dritten Potenzen der Abstände. verschieden grossen Kugeln verhielten sie sich wie die Cuben der hmesser der Kugeln, also wie ihre Massen.

Kann man nämlich die auf die Nadel in der Ebene des magnetischen dians wirkenden Antheile der von der Kugel ausgehenden (Y und Z) te gegen die Kraft des Erdmagnetismus vernachlässigen, so wirkt dieselbe in dieser Ebene nur die constante horizontale Componente Erdmagnetismus H. Senkrecht gegen diese Ebene wirkt die gleichhorizontale X-Componente der Wirkung der Kugel. Wird die Nadel h diese Componente um den Winkel α abgelenkt, so ist sie im Gleichcht, wenn $X = H\,.\,tg\,\alpha$ ist.

Da nun aber nach den Formeln 1 des §. 388 der Winkel ϑ das lement der magnetischen Breite φ ist, so ist auch

$$H\,.\,tg\,\alpha = X = const\,/\,r^3\,.\,sin\,\varphi\,cos\,\varphi\,cos\,\psi,$$

bei constantem ψ dem Werthe $sin\,\varphi\,cos\,\varphi$, bei constantem φ dem he $cos\,\psi$, bei constantem φ und ψ dem Werthe $a^3\,/\,r^3$ proportional.

Diese Resultate sind selbstverständlich nur innerhalb gewisser Grenichtig, da die Länge der Nadel, ihre magnetisirende Rückwirkung die Eisenkugel, sowie auch die zur horizontalen Componente des Erdetismus hinzukommenden Antheile der Y- und Z-Componente ihrer ung auf die Nadel nicht ganz zu vernachlässigen sind.

5. Als endlich Barlow an Stelle der massiven Kugeln hohle Kuanwandte, so fand er, dass die Ablenkungen der Nadel bei gleicher dieselben blieben, so lange die Metalldicke der Hohlkugeln nicht $^1/_{30}$ Zoll betrug.

Barlow schloss hieraus, dass der Magnetismus nur auf der Ober- der Körper concentrirt sei. Nach den vorhergehenden Betrachn ist dieses Resultat indess ein Beweis, dass die magnetische Con- k sehr nahe an dem Werthe Eins liegt, mit dem sie zusammen- würde, wenn die Wirkungen einer massiven und einer äusserst n Hohlkugel völlig gleich wären. Es lässt sich berechnen, wenn die Ablenkungen der Nadel der X-Componente im §. 388 Formel 1)

proportional setzt, dass selbst wenn die Ablenkungen auf $^2/_3$ herabsinken sollten, wenn man die massive Kugel durch eine gleich grosse Hohlkugel ersetzt, deren Metalldicke $^1/_{150}$ des Radius der massiven Kugel ist, doch der Werth k nur um $^1/_{50}$ kleiner wäre als Eins.

392 Poisson[1]) hat ferner die Magnetisirung eines Ellipsoides berechnet, wenn die magnetisirenden Kräfte auf alle Punkte desselben gleichmässig und in gleicher Richtung, also von einem unendlich entfernten Punkt P aus wirken. Eine anschaulichere Darstellung der Resultate ist von Beer[2]) in folgender Weise gegeben und von Plücker[3]) weiter ausgeführt worden. Sind A, B, C die Halbaxen des magnetischen Ellipsoides E, so construirt man ein Hülfsellipsoid, dessen Halbaxen $1/a$, $1/b$ und $1/c$ mit denen von E zusammenfallen, deren Länge durch die Gleichungen

$$\frac{1}{a^2} = 2\pi(1-k) + \frac{2k}{A^2}\int_0^\pi d\vartheta \int_0^\pi dv \, \frac{\dfrac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} - \dfrac{\cos^2\vartheta}{A^2}}{\left(\dfrac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} + \dfrac{\cos^2\vartheta}{A^2}\right)^2} \sin\vartheta \quad . \quad 1)$$

worin

$$\frac{1}{\varrho^2} = \frac{\cos^2 v}{B^2} + \frac{\sin^2 v}{C^2}$$

gegeben sind. Die Werthe $1/b^2$ und $1/c^2$ erhält man durch Vertauschung von A mit B und C.

Es sei r der Radiusvector des Hülfsellipsoides in der Richtung der Verbindungslinie OZ seines Mittelpunktes O mit dem Punkte Z. Derselbe schneide die Oberfläche des Ellipsoides in den Punkten M und M_1. Man legt in M und M_1 an das Ellipsoid Tangentialebenen und fällt von dem Mittelpunkte Lothe OP, OP_1 auf dieselben, deren Länge gleich p sei. Der Winkel zwischen p und r sei gleich ξ. Man denke sich um das Hülfsellipsoid auf der Linie OZ um die Länge $\pm 1/rp$ verschoben, und bezeichne es in diesen Lagen mit E_1 und E_2. Denkt man sich das Ellipsoid E_1 mit dem dem Magnetismus von Z entgegengesetzten magnetischen Fluidum, E_2 mit dem demselben gleichartigen Fluidum von gleicher Dichtigkeit erfüllt, so bleiben auf den zwischen E_1 und E_2 liegenden Räumen Schichten übrig, welche resp. mit nördlichem und südlichem Fluidum erfüllt sind. Diese Schichten stellen die Wirkung des Magnetismus des Ellipsoides E dar. — Setzt man in den Formeln $k = 1$, so gelten dieselben auch für die elektrische Vertheilung. — Die von Punkt Z auf das Ellipsoid ausgeübte, in der Ebene OPM wir-

---

[1]) Poisson, Théorie p. 333*; Mém. de l'Acad. 6, p. 441, 1827*. — [2]) Beer, Pogg. Ann. 94, p. 192, 1855*. — [3]) Plücker, Phil. Trans. 1858, 2, 553*. Auch namentlich Lipschitz, Determinatio status magnetici viribus inducentibus commoti in ellipsoide; Dissertation, Berlin 1853*. Vergl. auch Lipschitz, Journ. für reine und angewandte Mathematik 58, p. 1, 1859*.

kende Drehungsmoment, welches dasselbe um eine auf OPM senkrechte Axe OR dreht, ist

$$\frac{2\varphi \sin\xi}{pr} = \frac{2\varphi\, tg\,\xi}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

wo φ die vom Punkte Z auf die mit magnetischen Fluidis erfüllten Ellipsoide E_1 und E_2 ausgeübte Anziehungs- und Abstossungswirkung bezeichnet. Die Linien OR und OM sind conjugirte Axen des Ellipsoides. Liegt die Linie OMZ in der Horizontalebene und kann sich das Ellipsoid nur um die verticale Axe drehen, so ist das Drehungsmoment

$$\frac{2\varphi\, tg\,\xi^1}{r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

wo ξ^1 der von OM und der Projection von OP auf die Horizontalebene gebildete Winkel ist. Das Ellipsoid ist im Gleichgewichte, wenn $tg\,\xi^1 = 0$ ist, d. i. wenn eine der beiden Axen des durch den Mittelpunkt des Ellipsoides gelegten, in der Horizontalebene liegenden elliptischen Durchschnittes des Hülfsellipsoides mit der Richtung OZ zusammenfällt. Bei magnetischen Substanzen ist das Gleichgewicht stabil, wenn diese Axe die längere ist (bei diamagnetischen die kürzere).

Ist der horizontale Durchschnitt des Hülfsellipsoides einer seiner beiden Kreisschnitte, so ist dasselbe in allen Lagen im Gleichgewichte. Man kann die auf diesen Kreisschnitten senkrechten Durchmesser des Hülfsellipsoides mit dem Namen der magnetischen Axen des Ellipsoides bezeichnen; der Winkel zwischen denselben sei 2ω.

Die Ausdrücke für die Lage der magnetischen Axen sind analog den für die Lage der optischen Axen in den Krystallen abzuleitenden Formeln.

Hängt man das Ellipsoid E so auf, dass eine seiner drei Hauptaxen 393
A, B, C sich in verticaler Lage befindet, während die magnetisirende Kraft in horizontaler Richtung wirkt, und bezeichnet die Zeiten einer Schwingung des Ellipsoides resp. mit ϑ_a, ϑ_b, ϑ_c, so sind dieselben durch die Gleichung verknüpft:

$$\frac{A^2 + B^2}{\vartheta_c^2} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_b^2} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_a^2} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

und

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_c^2} = \frac{A^2 + C^2}{A^2 + B^2}\cos^2\omega, \quad \frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + C^2}{B^2 + C^2}\sin^2\omega,$$

$$\frac{\vartheta_c^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + B^2}{B^2 + C^2}tg^2\omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 5)$$

Schwingt das Ellipsoid um eine verticale Axe, welche mit den magnetischen Axen die Winkel ψ und ψ^1 bildet, in Bezug auf welche das Trägheitsmoment K ist, während dasselbe in Bezug auf die mittlere Axe

B gleich K_b ist, so ergiebt sich die Schwingungsdauer ϑ aus der Glei-
chung:

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta^2} = \frac{K_b^2}{K^2} \sin\psi \sin\psi^1.$$

394 Die experimentelle Prüfung dieser Formeln hat **Plücker** mit zw ungleichaxigen Ellipsoiden von weichem Eisen vorgenommen, deren Axe $A : B : C$ im Verhältnisse von $\sqrt{400} : \sqrt{160} : \sqrt{100}$ standen, so da ihre Kreisschnitte auf einander senkrecht waren. Der längste Durch messer des grösseren Ellipsoides betrug 3,16 Zoll, der des kleineren wa halb so gross. Die Ellipsoide waren in einen in Grade getheilten Mes singring gefasst, in dessen Ebene die längste und kürzeste Axe $2A$ un $2C$ fielen. Die Ellipsoide wurden vermittelst des Ringes zwischen de Polflächen eines grossen Elektromagnetes aufgehängt, deren Durchmess 4 Zoll, deren Abstand 19,24 Zoll betrug, und zwar zur Controle abwech selnd so, dass die Aufhängungspunkte des Ringes einmal rechts, und dan links von dem einen und von dem anderen Endpunkte der einen Ax sich befanden.

Es wurde untersucht, wenn der Ring mit dem Ellipsoid am End der grossen Axe desselben oder an anderen, um verschiedene Anzahle Grade von demselben abstehenden Punkten aufgehängt wurde, bis z welchem Grade des Ringes die mittlere und von welchem Punkte ab di grosse Axe des Ellipsoides sich in die Verbindungslinie der Pole stellte Es ergab sich daraus der Grenzwinkel, bei dem die Einstellung wechselte etwa gleich 29°. Bei diesem selbst würde das Ellipsoid in indifferente Gleichgewichte sein, also einer der Kreisschnitte des Hälfsellipsoides i der horizontalen Schwingungsebene sich befinden. Der Winkel zwisch den magnetischen Axen betrüge mithin etwa $2 \times 29 = 58°$. — Wurd das kleinere Ellipsoid ohne den Messingring für sich so aufgehängt, da die eine der drei Axen A, B, C vertical war, so betrug das Quadrat d Schwingungszeiten:

$$\vartheta_b^2 = 88{,}51,\ \vartheta_c^2 = 130{,}19,\ \vartheta_a^2 = 178{,}22,$$

woraus sich beim Einsetzen in die Gleichung 4) ergeben sollte

$$4{,}301 + 1{,}459 - 5{,}649 = 0.$$

Die Summe beträgt aber 0,111. Die Gleichung ist also sehr n erfüllt. Nach Gleichung 5) würde der Winkel $\omega = 30°\,13'$ sein, wä rend er vorher gleich 29° gefunden war.

395 Aehnlich wie **Plücker** hat **Dronke**[1]) den Magnetismus zweier u gleichaxiger Ellipsoide von Eisen und Nickel bestimmt, deren axen 36 mm, 22,7686 mm und 18 mm betrugen, so dass sich wied $A^2 : B^2 : C^2$ wie 400 : 160 : 100 verhielten. Dieselben waren an dem

[1]) **Dronke**, Pogg. Ann. **117**, p. 437, 1862*.

den einer Drehwage zwischen zwei horizontalen Elektromagneten ien mit je 522 Windungen Kupferdraht umgebenen, conaxial in einem ande von 1475 mm von einander hingelegten Eisenkernen von 540 mm ge und 100 mm Dicke, deren einander zugekehrte Enden abgerundet n) so aufgehängt, dass die eine der drei Hauptaxen vertical hing, die grössere horizontale Hauptaxe mit der magnetischen Axe zusammfiel. Bei der bedeutenden Entfernung der Magnete kann man das netfeld, in welchem sich die Ellipsoide befanden, als gleichartig ansehen. wurde ihre Schwingungsdauer bestimmt, indem man ihre Durche durch die Gleichgewichtslage mittelst eines Fernrohrs beobachtete gleichzeitig die Zeit an einem Chronometer ablas. Die Versuche len jedesmal bei zwei, um 180° gegen einander geneigten Lagen Ellipsoide angestellt. Die Oscillationsdauern betrugen, je nachdem grössere, mittlere oder kleinste Axe vertical hing, bei dem Ellipvon

	ϑ_a	ϑ_b	ϑ_c
Eisen	12,437 sec	8,105	9,615
Nickel	12,125	8,5	10,312

Die Gleichung 4)

$$\frac{A^2+B^2}{\vartheta_a^2}+\frac{B^2+C^2}{\vartheta_b^2}-\frac{A^2+C^2}{\vartheta_c^2}=0$$

so weit erfüllt, dass die Summe der ersten beiden Glieder in derresp. 7,612 und 6,920, das dritte Glied 7,726 und 7,030, also die enz nur 0,114 und 0,110 betrug. Der Winkel ω zwischen den maghen Axen war im Mittel bei dem Ellipsoide von

Eisen . . . . . 28° 5′
Nickel . . . . . 29° 58′.

Bei directer Bestimmung der Lage der Axen nach der Methode von ker ergab sich dieser Winkel beim Eisenellipsoid etwa 28°, beim lellipsoid nahe 30°. Wäre die Inductionsconstante des Eisens und ls $k = 1$, so würde $\omega = 27°30'$ sein. In Folge der Abweichungen für Eisen $k = 0{,}9945$, für Nickel $k = 0{,}9741$; indess würden Beobachtungsfehler diese Zahlen wesentlich abändern.

Es ist hiernach durch diese Versuche die Theorie von Poisson bet.

Von besonderem experimentellem Interesse ist die Bestimmung der netischen Momente eines Rotationsellipsoides durch 396

eine constante, in der Richtung seiner Rotationsax kende magnetisirende Kraft H, z. B. durch den Erdm: mus oder durch eine weite und lange Magnetisirungsspirale, i Mitte das Ellipsoid eingelegt wird.

Für diesen Fall hat F. E. Neumann[1]) die folgenden Form Hülfe elliptischer Coordinaten entwickelt.

Es sei die Axe des grössten Kreisschnittes des Ellipsoides Rotationsaxe $\sqrt{r^2 - \lambda^2}$, wo λ imaginär ist, wenn das Ellipsoid n Rotationsaxe verlängert ist, das Volumen des Ellipsoides v; die zwischen den Coordinatenaxen, von denen die Z-Axe mit der Rotat zusammenfällt, und der Richtung der magnetisirenden Kraft H seie endlich sei $\sqrt{1 - (r/\lambda)^2} = \sigma$; dann sind die Momente des Ell nach den drei Axen:

$$L = \frac{\varkappa v H \cos l}{1 + \varkappa A}, \quad N = \frac{\varkappa v H \cos n}{1 + \varkappa A}, \quad P = \frac{\varkappa v H \cos p}{1 + \varkappa C} \quad . \quad .$$

wo

$$A = -\, 2\pi\sigma(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{\sigma}{\sigma - 1}\right\} \quad . \quad .$$

$$C = +\, 4\pi\sigma(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \frac{1}{\sigma}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; .$$

und $\varkappa$ die Magnetisirungsfunction ist (s. §. 380).

Fällt die Richtung der magnetisirenden Kraft mit der der Ro axe des Ellipsoides zusammen, so wird $L = 0$, $N = 0$, und e nur das magnetische Moment des Ellipsoides nach seiner Rotat

$$M = \frac{\varkappa v H}{1 + \varkappa C} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

Nun ist mit Vernachlässigung der höheren Potenzen von 1/

$$\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} = 2\left\{\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{3}\frac{1}{\sigma^3}\right\},$$

daher

$$C = \frac{4\pi}{3}\,\frac{\sigma^2 - 1}{\sigma^2}.$$

Ist die Rotationsaxe des Ellipsoides gleich a, so ist $a^2 = r$ also $\sigma^2 = a^2/(a^2 - r^2)$ und $(\sigma^2 - 1)/\sigma^2 = r^2/a^2$, daher

$$C = \frac{4}{3}\,\frac{\pi r^2}{a^2}.$$

---

[1]) F. E. Neumann, Journal für reine und angewandte Mathem p. 44 u. flgde. 1848*. Vgl. auch W. Weber, Elektrodynamische Maa mungen, 3, p. 554*.

[redacted]

Das Volumen des Ellipsoides ist $v = {}^4/_3\, a r^2 \pi$. Beim Einsetzen in leichung 4) erhält man

$$M = \frac{4}{3}\,\varkappa\pi H \cdot \frac{a r^2}{1 + \frac{4\varkappa\pi r^2}{3a^2}} = \frac{\varkappa v H}{1 + \frac{4\varkappa\pi r^2}{3\,a^2}} \quad \ldots \; 5)$$

Ist das Ellipsoid sehr flach, so wird $C = 4\pi$, also 397

$$M_0 = \frac{\varkappa v H}{1 + 4\pi\varkappa} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 6)$$

Für eine Kugel ist $C = {}^4/_3\,\pi$, also

$$M_\varkappa = \frac{\varkappa v H}{1 + \frac{4}{3}\pi\varkappa} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 7)$$

Für ein sehr langgestrecktes Ellipsoid endlich ist $C = 0$ und

$$M_l = \varkappa v H \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 8)$$

Je länger das Ellipsoid bei gleichem Volumen gestreckt wird, desto össer wird das magnetische Moment bei gleich bleibender magnetisiren-r Kraft H.

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid, als welches man annähernd einen ngeren magnetisirten Stab von gleicher Länge und gleichem Volumen trachten kann, nimmt hiernach mit Aenderung der Länge bei gleich eibendem Querschnitte das Moment der Länge proportional und bei eicher Länge ebenso proportional dem Querschnitte, d. i. dem Quadrate s Radius zu[1]).

Der Abstand $2L$ der Pole eines gleichförmig magnetisirten Rotations- 398
ipsoides, in welchem die Richtung der Hauptaxe a mit der Richtung r Magnetisirung zusammenfällt, ist, wenn r die zweite Axe ist, geben durch die Gleichung[2])

$$L^2 = \frac{3}{5}\,(a^2 - r^2).$$

Liegt ein Rotationsellipsoid in einer Magnetisirungsspirale, so dass 399
Axen beider zusammenfallen, und ist der Abstand des Mittelpunktes Ellipsoides von beiden Grundflächen derselben gleich γ_1 und γ_2, so das Moment des Ellipsoides nach Neumann:

1) Eine andere elementarere Entwickelung des Momentes einer Kugel und s Ellipsoides s. Stefan, Wien. Ber. 69, [2] p. 168, 1874*. — 2) Riecke, tt. Nachr. 1872, 22. Mai*. Weitere Berechnungen: Greenhill, Magnetismus s hohlen Ellipsoides, J. de Phys. 10, p. 294, 1881*; Beibl. 5, p. 684*. Chwol-, Magnetismus zweier Kugeln durch Kräfte in der Richtung der Centrallinie, Monatsber. 1878, p. 269*; Beibl. 3, p. 368* u. A.

$$M = \frac{-\frac{4}{\sqrt{2}}\pi^2 \varkappa i n \sigma (\sigma^2 - 1)}{1 + 4\pi\varkappa\sigma\left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma+1}{\sigma-1}\right)} \times$$

$$\left| \begin{array}{l} \gamma_2 \left[(\sigma_2^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_2^2}{\sigma_2^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_2+1}{\sigma_2-1}\right) + \frac{1}{\sigma_2}\left(\lambda^2 + \right.\right. \\ - \gamma_1 \left[(\sigma_1^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_1^2}{\sigma_1^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_1} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_1+1}{\sigma_1-1}\right) + \frac{1}{\sigma_1}\left(\lambda^2 + \right.\right. \end{array}\right.$$

wo i die Intensität des Stromes in der Spirale, n die Anzahl ihre dungen, σ, λ, $\varkappa$ die oben erwähnten Constanten sind; die Werthe σ_2 sich aber als Wurzeln der Gleichung

$$\frac{R^2}{1-\sigma^2} - \frac{\gamma^2}{\sigma^2} = \lambda^2$$

ergeben, in welcher R den Radius der Grundflächen der Spirale b net. — Diese Formeln gelten sowohl, wenn das Ellipsoid ganz Spirale liegt, als wenn es sich theilweise oder ganz ausserhalb de befindet.

400 Aus der Gl. 4, §. 396 $M = \varkappa v H/(1 + \varkappa C)$ für das Momen Rotationsellipsoides folgt, wenn die magnetisirende Kraft $H = 1$ Magnetisirungsfunction

$$\varkappa = \frac{M}{v - MC}.$$

Bestimmt man also das Moment gleich gestalteter Ellipsoide schiedenem Stoffe, so lässt sich danach der Werth der Magneti function $\varkappa$ bestimmen.

401 Für ein unendlich gestrecktes Ellipsoid vom Volumen wi Gleichung 7, §. 397

$$M = \varkappa v H.$$

Ist das Volumen $v = 1$ und die Kraft $H = 1$, so ist

$$M = \varkappa.$$

Die Magnetisirungsfunction ist demnach gleic durch die Kraft Eins in einem unendlich gestreckten soide vom Volumen Eins erzeugten Moment.

Wirkten die Theilchen eines Ellipsoides gar nicht auf einan wäre sein Moment gleich

$$M_0 = \varkappa v H,$$

also ebenso gross, wie die eines unendlich gestreckten Ellipsoi Volumen v.

Die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ ist also auch, wie wir dies früher definirt haben, das Moment eines isolirten Theilchens d

tischen Körpers vom Volumen Eins unter Einfluss der magnetisiren-
n Kraft Eins.

Vergleicht man dieses Moment mit dem eines Ellipsoides von gleichem 402
lumen, in welchem die Theilchen auf einander einwirken:

$$M_0 = \frac{\varkappa v H}{1 + \varkappa C},$$

erkennt man, dass das Moment durch die Wechselwirkung der Theil-
en verkleinert wird, und zwar um so mehr, je grösser C, d. h. je kür-
r und dicker das Ellipsoid ist.

Man könnte also sagen, dass die das Moment verstärkende Wechsel-
irkung der in der Richtung der Magnetaxe auf einander folgenden
olecüle durch die schwächende Wirkung der neben einander liegenden
heile überwogen wird.

Soll ein Ellipsoid ohne Wechselwirkung der Theilchen dasselbe Mo-
nt mit einem gleichen Ellipsoide mit Wechselwirkung der Theilchen
sitzen, so muss auf ersteres statt der Kraft H die Kraft

$$K = \frac{H}{1 + \varkappa C}$$

rken. Sein Moment ist dann

$$M_0 = \varkappa v K,$$

d wenn das Volumen der Ellipsoide gleich Eins ist, sein Moment

$$M_{0\,(v=1)} = \varkappa K.$$

Hat man also das Moment eines Ellipsoides von beliebigem Stoffe
d Volumen und dadurch auch vom Volumen Eins unter Einfluss der
aft H bestimmt, so kann man die Kraft K berechnen, welche in einem
lecularmagnet vom Volumen Eins, der von keinen Wechselwirkun-
n der magnetischen Theilchen beeinflusst wird, das gleiche Moment
eugt [1]).

Wollten wir die Magnetisirungsfunction auf die **Masseneinheit**
ziehen, so muss dieselbe in allen vorhergehenden Formeln mit der
chtigkeit der Eisenmassen dividirt werden.

Riecke [2]) hat für die Function $\varkappa$ die Magnetisirungsfunction p, d. h. 403
Moment einer Kugel vom Volumen Eins unter Einfluss einer gleich-

[1]) Da mit Abnahme des Werthes r^2/a^2 in dem Ausdrucke für den Mag-
tismus M eines Rotationsellipsoides bei gleichem Volumen desselben der
rth M grösser wird, so treten Verschiedenheiten des Werthes $\varkappa$ bei Anwen-
g verschiedener magnetisirbarer Stoffe um so stärker hervor, je gestreckter
Ellipsoid ist. Die Anwendung von Kugeln zur Bestimmung dieses Wer-
s also bei weitem nicht so günstig, als die von gestreckten Stäben. —
cke, Gött. Nachr. 1872, 13. November. Vergl. auch **Stoletow**, Pogg.
151, p. 316, 1876*.

mässig wirkenden magnetisirenden Kraft Eins einzuführen vorgeschl
Dann ist nach §. 397

$$p = \frac{\varkappa}{1 + \frac{4}{3}\pi\varkappa}.$$

Da eine Vergrösserung von $\varkappa$ den Zähler und Nenner von p grössert, treten die Aenderungen der Magnetisirbarkeit in der Fun p weniger hervor, als in der Function $\varkappa$.

404 Für Körper von weniger einfacher Gestalt, als der kugelförm und ellipsoidischen ist die Berechnung der Momente aus den allgem Principien nur in einzelnen Fällen, z. B. für einen dünnen, sehr la Stab, annähernd möglich. In anderen Fällen muss man zu eine genäherten Methode der Betrachtung seine Zuflucht nehmen.

Für einen dünnen und sehr langen Stab vom Radius r und Länge 2λ, welcher an allen Stellen einer gleichen magnetisirenden K unterworfen ist, berechnete zuerst Green[1]) aus der allgemeinen F den freien Magnetismus, welcher an jeder, um die Länge x von der entfernten Stelle der Oberfläche des Stabes von der Länge dx häuft ist:

$$\mu = \frac{3gf\beta r^2}{4(1-g)} \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda}} dx.$$

In dieser Formel ist g die von dem Stoffe des Stabes abhängige netische Constante, β gleichfalls eine Constante. Setzt man

$$\frac{3gf\beta r^2}{4(1-g)(e^{\beta\lambda} + e^{-\beta\lambda})} = b \text{ und } \beta = -\log v,$$

so erhält man an Stelle dieser Formel die andere:

$$\mu = b(v^{-x} - v^{+x})dx.$$

Durch Integration ergiebt sich bei Einführung neuer Constan und b das Moment der einzelnen Elemente

$$M = a - b(v^x + v^{-x}).$$

405 Diese Formel hatte auch Biot[2]) früher durch eine, freilich ganz strenge Betrachtung in folgender Weise abgeleitet. — Es an beiden Enden eines Magnetstabes NS von der Länge $2l$ angeh freie Magnetismus $\pm A$, die Zahl der magnetischen Elemente, w auf der Länge $2l$ des Stabes verbreitet sind, sei $2n$.

Zwischen einem um die Länge ξ von N entfernten Punkte C u liegen $\xi n/l$, zwischen C und S aber $(2l - \xi)n/l$ Elemente. Nimmt an, dass der freie Magnetismus (μ) sich je von Element zu Element

[1]) Green, l. c. — [2]) Biot, Traité de Physique 3, p. 76, 1816*.

den ganzen Stab in dem gleichen Verhältnisse von 1 zu ν_0 ändert, so ist er in C in Folge der von beiden Polen ausgehenden Vertheilung:

$$(\mu) = A\left(\nu_0^{\frac{\xi n}{l}} - \nu_0^{\frac{(2l-\xi)n}{l}}\right).$$

Wir wollen in dieser Formel den Werth $\nu_0^{n/l} = \nu$ setzen. Bezeichnen wir den Abstand der einzelnen Punkte des Stabes von seiner Mitte mit x, so wird $\xi = l - x$, $2l - \xi = l + x$. Wird noch $-A\nu_0^l = b$ gesetzt, so ist wiederum

$$(\mu) = b(\nu^x - \nu^{-x}).$$

Aus dieser Formel ergiebt sich nach Green das magnetische Moment des Stabes

$$m = \frac{3gfa^2}{2\beta(1-g)}\left\{\beta\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right\} = P\left\{\beta\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right\}$$ [1]).

Nach Beer[2]) gilt eine analoge Formel auch für einen solchen Stab, wenn er nur auf seiner ganzen Länge mit einer Magnetisirungsspirale umgeben ist, wobei indess wiederum angenommen wird, dass die Scheidungskraft an allen Stellen seiner Querschnitte constant oder der Stab im Verhältnisse zum Durchmesser der Spirale sehr dünn ist.

Auf eine der Biot'schen Betrachtung sich in gewisser Beziehung anschliessende Art hat Lamont[3]) die Vertheilung der magnetischen Momente in den Körpern betrachtet. Er nimmt an, dass gegen die Wechselwirkung der einander berührenden Molecüle die Fernewirkung zurücktritt. 406

Betrachten wir zuerst eine lineare, geradlinige Molecülreihe. Die Momente ihrer Molecüle setzen sich zusammen aus dem durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erregten Moment und dem durch die Wechselwirkung der Molecüle auf einander erregten Moment. Wir nehmen an, dass nur die unmittelbar einander berührenden Pole zweier Molecüle auf die benachbarten Molecüle magnetisirend einwirken, und die freien Magnetismen der Molecüle nur an den Enden ihrer magnetischen Axen concentrirt seien. Wirken zunächst nur zwei benachbarte Molecüle A und B auf einander, an deren Polen in Folge der directen Magnetisirung durch äussere Kräfte die freien Magnetismen μ_1 und μ_2 gehäuft sind, so ruft der Magnetismus μ_1 in dem Molecül B eine Vertheilung der Magnetismen $\pm\,\alpha\mu_1$, der Magnetismus μ_2 in A die Magnetismen $\pm\,\alpha\mu_2$ hervor. $\alpha\mu_1$ inducirt in A wiederum den Mag-

---

[1]) S. auch Kirchhoff, Crelles J. 48, p. 348, 1854*. Ueber den Magnetismus begrenzter Cylinder von weichem Eisen. Ferner Maxwell, on the electromagnetic field. Phil. Trans. 1865*. — [2]) Beer, Elektrostatik. Braunschweig 1865, p. 195 u. f.* — [3]) Lamont, Jahresber. d. Münchener Sternwarte 1854, 1855*; Magnetismus p. 181, 1867*.

netismus $\alpha^2\mu_1$ und $\alpha\mu_2$ in B den Magnetismus $\alpha^2\mu_2$. So erhalten zulet
die Molecüle A und B folgende Magnetismen:

$$m_1 = \mu_1 + \alpha\mu_2 + \alpha^2\mu_1 + \alpha^3\mu_2 + \alpha^4\mu_1 + \cdots = \frac{\mu_1 + \alpha\mu_2}{1 - \alpha^2}$$

$$m_2 = \mu_2 + \alpha\mu_1 + \alpha^2\mu_2 + \alpha^3\mu_1 + \alpha^4\mu_2 + \cdots = \frac{\mu_2 + \alpha\mu_1}{1 - \alpha^2}.$$

Sind die durch äussere Kräfte hervorgerufenen Magnetismen beid
Molecüle einander gleich, also $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, so ist

$$m_1 = m_2 = \frac{\mu}{1 - \alpha}.$$

Ist der Abstand der Pole jedes Molecüls ε, so ist das Moment d
selben $M_1 = \mu\varepsilon$, und das Moment beider zusammengelegter Molecü

$$M_2 = \frac{2}{1 - \alpha} \cdot \mu\varepsilon.$$

407 In analoger Weise lassen sich die Momente beim Zusammenleg
von mehreren Molecülen bestimmen. So erhält man z. B. das Mome
von drei zusammengelegten Molecülen:

$$M_3 = 3\,\frac{1 + \alpha}{1 - 2\alpha^2}\,\mu\varepsilon, \text{ u. s. w.}$$

Liegen mehr Elemente zusammen, die durch äussere Kräfte ma
netisirt worden sind, so lässt sich die Rechnung in ganz analoger We
durchführen. Es sei ein Stab aus unendlich vielen Elementen zusamm
gesetzt. Das Element r habe allein den freien Magnetism
$\pm\mu$. Wir können dann entsprechend den obigen Betrachtungen bere
nen, welchen Magnetismus das Molecül $r - s$ und $r + s$ annim
Derselbe stellt sich nach Lamont durch den Werth μA_s dar, i
welchem

$$A_s = \alpha^s\left(1 + \frac{s+2}{1}\alpha^2 + \frac{s+3}{1}\cdot\frac{s+4}{2}\alpha^4 + \frac{s+4}{1}\cdot\frac{s+5}{2}\cdot\frac{s+6}{3}\alpha^6 + \cdots\right).$$

ist. Bildet man in gleicher Weise A_{s+1} und A_{s+2}, so ergiebt sich

$$\alpha A_{s+2} = A_{s+1} - \alpha A_s \quad \ldots\ldots$$

Geht man von dem ursprünglich magnetisirten Elemente aus,
welches $s = 0$ ist, so wird für dieses

$$A_0 = 1 + \frac{2}{1}\alpha^2 + \frac{3.4}{1.2}\alpha^4 + \frac{4.5.6}{1.2.3}\alpha^6 + \cdots = \frac{1}{\sqrt{1 - 4\alpha^2}}.$$

Ebenso ist

$$A_1 = \alpha\left(1 + \frac{3}{1}\alpha^2 + \frac{4.5}{1.2}\alpha^4 + \cdots\right).$$

Hieraus folgt:

$$A_0 = 1 + 2\alpha^2 \frac{A_1}{\alpha} \quad \text{und} \quad A_1 = \frac{1}{\sqrt{1-4\alpha^2}} \cdot \frac{2\alpha}{1+\sqrt{1-4\alpha^2}} \quad \cdot \;4)$$

Setzen wir

$$\frac{1}{\sqrt{1-4\alpha^2}} = \gamma, \quad \frac{2\alpha}{1+\sqrt{1-4\alpha^2}} = q,$$

also

$$\gamma = \frac{1+q^2}{1-q^2} \text{ und } \alpha = \frac{q}{1+q^2} \quad \ldots\ldots\ldots \; 5)$$

so wird

$$A_0 = \gamma q^0,\ A^1 = \gamma q^1,\ A_2 = \gamma q^2 \ldots A_s = \gamma q^s \quad \ldots \; 6)$$

Der freie Magnetismus des $r + s$ oder $r - s$ ten Elementes ist demnach $\mu\gamma q^s$.

Ist die Molecülreihe nach beiden Seiten begrenzt, so muss man von 408
dem ursprünglich erregten Elemente an die Vertheilung in den einzelnen Elementen auf einander folgend bis zu den an den Enden liegenden Elementen, und dann rückwärts durch die Elemente des Stabes bis zu den entgegengesetzten Enden u. s. f. berechnen und die Summe der hierdurch in jedem Elemente vertheilten Magnetismen nehmen.

Besteht die Molecülreihe aus n Elementen, von denen das $r$te ursprünglich den Magnetismus μ erhalten hat, so ist der in dem $p$ten Elemente inducirte Magnetismus, wenn $p > r$

$$m_p = \frac{\gamma\mu}{1-q^{2n+2}}(q^{-r} - q^r)(q^p - q^{2n-p+2}) \quad \ldots \; 1)$$

und wenn $p < r$

$$m_p = \frac{\gamma\mu}{1-q^{2n+2}}(q^{-p} - q^p)(q^r - q^{2n-r+2}) \quad \ldots \; 2)$$

Ist ε der Durchmesser des kugelförmig gedachten magnetischen Molecüls, so ist mithin das Moment des $p$ten Elementes gleich εm_p, das Moment des $p + 1$ ten Elementes gleich εm_{p+1} und der freie Magnetismus an der Berührungsstelle beider Elemente gleich $m_p - m_{p+1}$.

Ist nur das **erste Molecül** der Reihe magnetisirt, also $r = 1$, so erhält man den in dem $p$ten Elemente inducirten Magnetismus

$$m_p = \frac{\gamma\mu(1-q^2)}{1-q^{2n+2}}(q^{p-1} - q^{2n-p+1}) \quad \ldots\ldots \; 3)$$

und den freien Magnetismus

$$u_p = -\gamma\mu(1+q)(1-q^2)\frac{q^{p-1} + q^{2n-p}}{1-q^{2n+2}} \quad \ldots \; 4)$$

Es ist also nur am äussersten Ende des ersten Molecüls d Magnetismus positiv, sonst überall negativ, wie sich auch unmi ergiebt, da das Moment der Elemente von dem am Ende der Reihe ten Element an immer weiter abnimmt.

Ist die Zahl n der Molecüle ungerade und nur das mitt Molecül magnetisirt, so erhält man den im p ten Molecüle er Magnetismus

$$m'_p = \frac{\gamma\mu}{1+q^{n+1}} q^{\frac{n+1}{2}} (q^{-p} - q^{+p}) \cdot \; . \; . \; .$$

409 Sind alle Molecüle der Reihe ursprünglich gleich magnetisirt, so erhält man den in jedem Molecül erregten netismus durch Summation der von jedem anderen Molecül ausge Erregungen. Dieser Werth ist dann

$$(m''_p) = \gamma\mu\left(\frac{1+q}{1-q}\right)\left\{1 - \frac{q^p + q^{n+p+1}}{1+q^{n+1}}\right\} \cdot \; . \; .$$

Berechnet man in gleicher Weise den im $p+1$ ten Molecül ten Magnetismus (m''_{p+1}), so ist der an der Grenze beider Molecü handene, frei nach aussen wirkende Magnetismus

$$(u_p) = m''_p - m''_{p+1} = \gamma\mu \frac{1+q}{1+q^{n+1}} \{q^p - q^{n-p}\} \cdot$$

Die Magnetismen sind also auf beiden Hälften des Stabes v Mitte aus, wie vorauszusehen, gleich vertheilt, indem die Mome p ten und $n-p+1$ ten Molecüls und die freien Magnetismen Enden des p ten und $n-p$ ten Molecüls einander gleich sind.

Ist wieder der Durchmesser der magnetischen Molecüle gleic findet, wenn sie dicht an einander liegen, der freie Magnetismus in der Entfernung $x = \varepsilon p$ vom Ende vor. Ist die Länge des St so ist $n\varepsilon = 2l$. Werden hieraus die Werthe für p und n in die eingeführt und für $(1+q)/(1+q^{n+1})$ eine Constante ν gesetzt, von der Inductionsfähigkeit der einzelnen Elemente auf einand der Zahl der Molecüle n abhängt, so ist

$$n_p = \gamma\mu\nu\left\{q^{\frac{x}{\varepsilon}} - q^{\frac{2l-x}{\varepsilon}}\right\},$$

oder mit Vertauschung der Constanten, wenn $q^{1/\varepsilon} = a$ gesetzt w

$$n_p = \gamma\mu\nu\,\{a^x - a^{2l-x}\}.$$

Dies ist aber im Wesentlichen die Formel von Biot.

Das magnetische Moment der ganzen Reihe ist

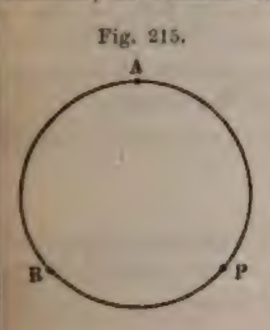
$$\frac{2\mu}{1-2\alpha}\left(n - \frac{2q}{1-q}\,\frac{1-q^n}{1+q^{n+1}}\right) \cdot \; . \; . \; . \; .$$

In dieser Formel könnte man durch Versuche mit verschied gen Stäben n und q bestimmen.

Liegen die magnetischen Molecüle in einer Curve geordnet und bil- 410
en ihre magnetischen Axen einen Winkel unter einander, so ist ihre ertheilende Wirkung auf einander kleiner, als bei geradliniger Anrdnung; da sie aber alle sehr klein sind, so wird diese Verminderung ering, so dass man die Vertheilungswirkung wie bei geradliniger Anordung berechnen kann.

Ist daher in einem geschlossenen Kreise ARP von n magnetischen Iolecülen, in welchem wir die Molecüle von einem festen Punkt A an zählen, in dem $r$ten Molecül R durch eine äussere Kraft das Quantum $\pm\mu$ von magnetischem Fluidum geschieden, so wird in dem $p$ten Molecül P direct von R aus der Magnetismus $\gamma\mu q^{p-r}$ vertheilt. Sodann erstreckt sich die Vertheilung aber über P und A hinaus durch R noch einmal bis P u. s. w., so dass hierdurch in P nach einander die Magnetismen $\gamma\mu q^{n+p-r}$, $\gamma\mu q^{2n+p-r}$ u. s. f. vertheilt werden. Ebenso geht umgekehrt die Vertheilung von R über A nach P und wiederholt im Kreise herum, wodurch die Magneamen γq^{n-p+r}, γq^{2n-p+r} u. s. f. erregt werden. Der gesammte in P ertheilte Magnetismus ist demnach

Fig. 215.



$$m = \pm\gamma\mu\Sigma\,(q^{\nu n+p-r} + q^{(\nu+1)n-p+r}),$$

wo für ν alle Werthe von 0 bis ∞ zu nehmen sind. Der Gesammtwerth t, je nachdem $r \gtrless p$

$$m_p = \frac{\gamma\mu}{1-q^n}\,(q^{\pm(p-r)} + q^{n\mp(p-r)}).$$

Erregt man in den Molecülen 1 bis s von aussen den freien Magne- 411
smus $\pm\mu_1$, $\pm\mu_2$ ..., so wird der in dem $p$ten Molecül P erzeugte Magnetismus gleich der Summe der Werthe m, welche erhalten werden, enn nach einander für μ resp. μ_1, μ_2 u. s. f., für r resp. 1 bis s gesetzt ird. Sind die Erregungen $\mu_1 = \mu_2 \ldots = \mu_s$, so ist nun der in P erregte agnetismus, je nachdem $p \lesseqgtr s$

$$p > s \quad (m_p)_s = \gamma\mu\,\frac{(1-q^s)}{(1-q)\,(1-q^n)}\,\{q^{p-s} + q^{n-p+1}\}$$

wenn

$$\lesseqgtr s \quad (m_p)_s = \gamma\mu\left[\frac{1+q}{1-q} - \frac{1-q^{n-s}}{(1-q)\,(1-q^n)}\,\{q^{s-p+1} + q^p\}\right]$$

ie freien Magnetismen an der Grenze zweier Molecüle sind,

$$p > s \quad (m_p)_s = \gamma\mu \frac{1 - q^s}{1 - q^n} \{q^{n-p} - q^{p-s}\}$$

$$p < s \quad (m_p)_s = \gamma\mu \frac{1 - q^{n-s}}{1 - q^n} \{q^p - q^{s-p}\}$$

Den grössten Werth $(m_p)_s$, also die stärkste Vertheilung des M tismus findet man hiernach in dem mittleren der von aussen m sirten, den kleinsten in dem mittleren der von aussen nicht mag ten Molecüle. Die freien Magnetismen sind daselbst Null, so da Ring sich in eine nördlich und eine südlich magnetisirte Hälfte t

Sind alle Molecüle des Ringes von aussen gleich stark magn so ist $s = n$ und der in jedem Molecül erregte Magnetismus

$$(m_n)_n = \gamma\mu \frac{1 + q}{1 - q}.$$

Der freie Magnetismus ist überall Null.

In diesem Fall ist der erregte Magnetismus, wie sich übrigens ergiebt, in jedem Molecül ebenso gross, wie in einer unendlich l überall von aussen gleich stark erregten Molecülreihe.

412 Von Werth ist noch die Berechnung der Anziehung zweier M reihen AB und $A'B'$ von resp. n und n' Molecülen.

Ist der in dem Molecül A' direct durch Magnetisirung des $A'B'$ erregte, also am Ende A' der Reihe $A'B'$ vorhandene freie M tismus gleich m', und vertheilt derselbe in B den Magnetismus c ist nach Gleichung 3) §. 408 der in dem $p$ten Molecül von AB Magnetismus gleich

$$cm'\gamma\,(1 - q^2)\,\frac{q^{p-1} - q^{2n-p+1}}{1 - q^{2n+2}},$$

oder da nach §. 407

$$\gamma = \frac{1 + q^2}{1 - q^2}$$

ist, gleich

$$cm'\,(1 + q^2)\,\frac{q^{p-1} - q^{2n-p+1}}{1 - q^{2n+2}} = m'P,$$

und in dem ersten Molecül B ist derselbe gleich

$$cm'\,(1 + q^2)\,\frac{1 - q^{2n}}{1 - q^{2n+2}} = m'Q.$$

Da nun $q < 1$, n sehr gross, so ist q^{2n} wenig von q^{2n+2} schieden, also

$$cm'\,(1 + q^2) = m'Q.$$

Gehen wir von dem Molecül B zurück auf die Erregung des cüls A' durch dasselbe u. s. f., so müssen wir für n, q, c resp. n'

substituiren, und erhalten im Ganzen den Zuwachs an Magnetismus in dem $p$ten Molecül der Reihe AB

$$=\frac{m'+mQ'}{1-QQ'}P,$$

und in dem p'ten Molecül der Reihe $A'B'$

$$=\frac{m+m'Q}{1-QQ'}P'.$$

In den Molecülen B und A' ergiebt sich derselbe Zuwachs

$$\frac{m+m'Q}{1-QQ'} \qquad \frac{m'+mQ'}{1-QQ'}.$$

Die Molecülreihen ziehen sich also an mit der Kraft

$$\frac{(m+m'Q)(m'+mQ')}{(1-QQ')^2}.$$

Die Momente der Reihen sind

$$m+cm'\frac{1+q^2}{1-q}\,\frac{1-q^n}{1-q^{n+1}}\,\frac{m'+mQ}{1-QQ'},$$

$$m'+c'm\frac{1+q^2}{1-q'}\,\frac{1-q'^{n'}}{1-q'^{n'+1}}\,\frac{m+m'Q}{1-QQ'}.$$

Ist nur die eine Reihe direct magnetisirt, dient die andere als Anker, ist $m'=0$ und die Anziehung

$$\frac{m^2Q'}{1-QQ'}.$$

Sind beide Reihen ganz gleich und gleich stark, z. B. in einer lan- n Magnetisirungsspirale magnetisirt, so ist $m=m'$ und $Q=Q'$, o die Anziehung

$$m^2\frac{1+Q}{1-Q}.$$

Hiernach wäre die Anziehung von der Länge der Reihen unab- ngig [1]).

Liegen zwei bogenförmige Molecülreihen AB und B_1A_1 von n und 413
Molecülen an einander, deren Endmolecüle A, B und A_1, B_1 durch ecte Magnetisirung beider Reihen die Magnetisirungen m und m_1 er- lten haben, und für welche die Constanten c, γ, q und c_1, γ_1, q_1 gelten, erstärkt sich durch die gegenseitige Vertheilung unter Beibehaltung früheren Zeichen der Magnetismus der Reihen gegenseitig. Vernach- igen wir die sehr kleine verstärkende Wirkung von B_1 auf B und A_1 A und umgekehrt, so wird hiernach der Magnetismus von A und B

[1]) Berechnungen hierüber auch von Jamin, Journ. de Phys. 5, p. 92*.

$$W = \frac{m + m_1 S}{1 - S S_1}$$

$$W_1 = \frac{m_1 + m S_1}{1 - S S_1},$$

wo

$$S = c\,(1 + q^2)\,\frac{1 + q^{n-1}}{1 + q^{n+1}}$$

und

$$S_1 = c_1\,(1 + q_1^2)\,\frac{1 + q_1^{s-1}}{1 + q_1^{s+1}}$$

ist. Die Anziehung ist dann gleich 2 $W . W_1$.

Ist nur die erste Reihe (n) magnetisirt, also $m_1 = 0$, so nach §. 407

$$c = \alpha = \frac{q}{1 + q^2},$$

$$c_1 = \alpha_1 = \frac{q_1}{1 + q_1^2},$$

die Anziehung nach Lamont gleich

$$A = const\, m^2 q_1 \frac{(1 + q^{n+1})^2\,(1 + q_1^{s-1})\,(1 + q_1^{s+1}}{[(1 - q\,q_1)\,(1 - q^n q_1^s) - (q_1 - q)\,(q^n -}$$

414 Liegen mehrere Molecülreihen neben einander, w von aussen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sin geben die später zu erwähnenden Versuche von Lamont, kleineren Abständen x jede Lamelle vom Moment m in der ben Lamelle ein entgegengesetztes Moment hervorruft, welches si die empirische Formel

$$\frac{m}{a + b x}$$

ausdrücken lässt, wo a und b Constante sind. Ist der Abs Lamellen $x = 0$, so ist dieses entgegengesetzte Moment, d. h. lust an Magnetismus, den jede Lamelle durch Einfluss der un daran liegenden erfährt, gleich m/a.

Bezeichnet dann M_1, M_2, sowie m_1, m_2 den Magnetismus, jede Lamelle eines Stabes durch die ursprüngliche magnetisire erhält und nachher beim Zusammenlegen mit den übrigen La nimmt, so ist

$$m_1 = M_1 - \frac{m_2}{\alpha_1} - \frac{m_3}{\alpha_2} - \frac{m_4}{\alpha_3} - \cdots \text{ u. s. f.},$$

wo m_2/α_1, m_3/α_2 ... Werthe von der Form $m/(a + b x)$ sind, durch die einzelnen Lamellen in m_1 bewirkten Verluste an mus bezeichnen. Sind die Lamellen von vornherein gleich st

tisirt, sind sie alle von gleichem Stoff, so werden a und b für alle amellen dieselben. Sind sie in gerader Anzahl vorhanden, so reduciren ch die für m_1, m_2 u. s. f. gültigen n Gleichungen auf $\frac{1}{2}n$, woraus sich s Moment jeder Lamelle berechnen lässt. Die Werthe m lassen sich eist empirisch durch eine Exponentialformel von der Form

$$m_n = a + b\,(c^{n-1} - c^{p-n})$$

rstellen, wo n die Ordnungszahl der betrachteten Lamelle und p die esammtzahl derselben, a, b, c Constante sind. Das Moment der sämmtchen Lamellen kann durch Summation dieser Werthe m erhalten werden.

Setzt man das Moment eines n mm breiten im Abstand x mm von r Kante in einem massiven Magnet gelegenen Linearmagnetes

$$m = a + b\,(e^{-\gamma x} + e^{-\gamma(n-x)}),$$

erhält man bei der Integration das Moment des ganzen Magnets

$$(M) = an\,\frac{2b}{k}\,(1 - e^{-kn}) = an + \varepsilon\,(1 - \delta^n),$$

o ε und δ neue Constante sind.

Hiernach berechnet Lamont u. A. auch das Moment eines hohlen 415
ylinders von geringer Wanddicke und dem Radius r. Sind zwei der ıe parallele Elementarstreifen desselben um den Winkelabstand φ von nander entfernt, so ist ihre lineare Entfernung gleich $2r.\sin\frac{1}{2}\varphi$. Ist r in jedem Streifen des Cylinders erregte Moment M, so wird dasselbe mnach durch die Vertheilungswirkung um

$$D = \int_0^{2\pi} \frac{m.r\,d\varphi}{a + 2br\sin\frac{\varphi}{2}}$$

chwächt. Setzt man $\sin\frac{1}{2}\varphi = (z^2 - 1)/(z^2 + 1)$ und integrirt, wird

1) wenn $2br$ gegen a sehr gross ist und $h^2 = (2br - a)/(2br + a)$ setzt wird,

$$D = -\frac{4mr}{\sqrt{4b^2r^2 - a^2}}\log\frac{1-h}{1+h}.$$

Ist $\frac{1}{2}a/br$ so klein, dass man die höheren Potenzen davon verässigen kann, und ist das ursprünglich in jeder Lamelle des Cylinrregte Moment gleich N und $2Mr\pi = (M)$, so ist das wirkliche nt des ganzen Cylinders

$$= 2r\pi(N - D) = 2r\pi N - \frac{2(M)}{b}\log\frac{4br}{a} + \frac{(M)a^2}{8b^3r^2}.$$

oder bei Vertauschung der Constanten

$$(M) = \frac{r}{p + q \log r - \frac{c}{r^2}}.$$

2) Ist $2br < a$ (wie es beim Stahl möglich ist), so wird

$$D = \frac{2Mr}{\sqrt{a^2 - 4b^2r^2}} \cdot arc\left(\cos \frac{2br}{a}\right).$$

Ist a nahe gleich $2br$ sehr klein, so wird D nahezu gleich $= 2$

416 In gleicher Weise berechnet Lamont das Moment concentri einander geschobener Röhren, wobei sich indess sehr complicirt meln ergeben, die zuletzt zur Berechnung des Momentes massiver der führen könnten.

In wie weit man berechtigt ist, nur die Wirkung der freien M tismen von Molecül zu Molecül zu statuiren, und ob nicht au namentlich an den Enden der Stäbe in grosser Intensität auftre freien Magnetismen wesentlich magnetisirend auf die ferner lieg Molecüle wirken und ihre Wirkungen nicht völlig zu vernachlä sind, mag dahin gestellt bleiben. Jedenfalls ist diese Methode mangelung von streng mathematischen Methoden zur Berechnun Momentes von cylindrischen Stäben u. s. f. von Werth.

Alle bisherigen Berechnungen beruhen auf der Annahme, da in den Körpern erzeugten magnetischen Momente den magnetisi Kräften proportional sind. Diese Annahme ist indess schon bei A dung von schwächeren, viel mehr noch bei der von stärkeren ma sirenden Kräften unrichtig, die Magnetisirungsconstanten änder mit denselben, wenn auch stetig, so doch in verschiedener Weise. Aenderungen sind zunächst experimentell zu untersuchen, ehe die M tisirung der Körper genügend theoretisch behandelt werden kann.

417 Von den Principien der Wärmeleitung ausgehend, hat Jamin Formel für den freien Magnetismus auf der Oberfläche eines gleich magnetisirten Magnetstabes von dem Querschnitt s, dem Umfang der Länge $2l$ zu entwickeln versucht. Sind zwei Querschnitte i stand x und $x + dx$ vom Ende des Stabes mit den freien Magne von der Intensität y und $y + dy$ versehen, so kann man nach d logie mit dem Wärmefluss den von dem einen Molecül zum andere gegangenen Magnetismus proportional der Differenz dy, dem schnitt s und der specifischen Leitungsfähigkeit des Metalls $1/\lambda^2$ also gleich $- s.dy/\lambda^2$.

In analoger Weise ist der zwischen dem zweiten und dritten cül übergegangene Magnetismus $- s(dy + d^2y/dx^2.dx)/\lambda^2$, s

[1]) Jamin, Compt. rend. 82, p. 783, 1876*.

rende freie Magnetismus im zweiten gleich $s(d^2y/dx^2)dx/\lambda^2$. Da Magnetismus von der Intensität y auf der Oberfläche $p\,dx$ vertheilt so ist die Gesammtmenge daselbst $p\,y\,dx$, d. h.

$$py = \frac{s}{\lambda^2}\frac{d^2y}{dx^2},$$

raus folgt, da für $x = l$, $y = o$ sein muss

$$y = C\,[e^{-ax} - e^{-a(2l-x)}]$$

nn $a^2 = \lambda^2 p/s$ gesetzt wird, C eine Constante ist.

Für einen unendlich langen, überall gleichmässig magnetisirten Stab giebt sich der gesammte Magnetismus gleich $As = p\int\limits_0^\infty y\,dx = p\,C/a$, raus $C = As\,a/p = A\lambda\sqrt{p/s}$.

Ist der Stab nicht unendlich lang, so wird angenommen, ähnlich e von Lamont, dass eine Umkehrung der Wechselwirkung an den iden Enden eintritt und so der freie Magnetismus

$$y = A\lambda\sqrt{\frac{s}{p}}\left(1 - e^{-\lambda\sqrt{\frac{p}{s}}\cdot 2l}\right)\left[e^{-\lambda\sqrt{\frac{p}{s}}\,x} - e^{-\lambda\sqrt{\frac{p}{s}}\,(2l-x)}\right]$$

rechnet. — Ist der Stab cylindrisch vom Radius r, so ist $\sqrt{p/s} = \sqrt{2/r}$; t noch $\lambda\sqrt{2} = B$, so wird dann

$$y = \frac{AB}{2}\sqrt{r}\left(1 - e^{-\frac{B}{\sqrt{r}}\,2l}\right)\left[e^{-\frac{B}{\sqrt{r}}\,x} - e^{-\frac{B}{\sqrt{r}}\,(2l-x)}\right].$$

ie Formeln sind denen von Biot ähnlich.

Bei der Aufstellung dieser Gleichungen ist einmal eine Art Leitung des agnetismus angenommen; fände dieselbe aber statt, so müsste in einem lichen Stab bald der freie Magnetismus an allen Stellen gleich werden; rner ist angenommen, dass der freie Magnetismus, welcher im Inneren s der ungleichen Leitung von Theilchen zu Theilchen entsteht, auf die berfläche tritt, was mit dieser Leitung durch den ganzen Querschnitt icht wohl in Einklang zu bringen ist.

Bei unregelmässig geformten Körpern lassen sich die durch äussere 418
gnetisirende Kräfte erzeugten Momente auch unter der Annahme der vorigen Paragraphen erwähnten Proportionalität zwischen Magnetis- s und Kraft nicht durch einfachere Formeln darstellen. Sind namentlich e auf die einzelnen Theile der Körper wirkenden Kräfte nicht überall , so sind die Verhältnisse oft höchst complicirt. So schwierig eoretischen Bestimmungen über diesen Gegenstand sind, so kann doch a priori einen zuerst von W. Thomson[1]) angegebenen Satz

[1]) W. Thomson, Phil. Trans. 1856, 1, p. 287*.

aufstellen, welcher unter der Annahme, dass die in allen Theile temporär magnetisirten Körpers erregten magnetischen Momente d dieselben wirkenden magnetisirenden Kräften direct proportiona allgemeine Geltung für jeden beliebig gestalteten Eisenkern hat selbe lautet:

Einander ähnliche, aber sonst beliebig gestaltete K von verschiedenen Dimensionen, die auf ähnliche Weis Drahtgewinden umwickelt sind, deren Längen den Quad der linearen Dimensionen der Stäbe proportional und w von gleichen Strömen durchflossen sind, üben auf äh liegende äussere Punkte eine gleiche magnetische Kraf

Dieser Satz folgt unmittelbar aus der Betrachtung, dass unt aufgestellten Bedingungen der Körper von $n$fachen Dimensione von n^3facher Masse an allen ähnlich liegenden Stellen den gleiche netisirenden Kräften unterworfen ist, wie der ihm ähnliche Körp einfachen Dimensionen. Es muss also, welches auch sonst die A Magnetisirung sei, in allen Fällen die Zahl der in gleichem ma magnetischen Zustand befindlichen, ähnlich liegenden Theile der I sich wie ihre Massen $1 : n^3$ verhalten, und ebenso müssen sich a magnetischen Momente der Körper verhalten. Da nun aber die W der Körper nach aussen auf einen entfernten Punkt der dritten der Entfernung proportional ist, so muss auch, wenn bei Anwe des Körpers von n^3fachen Dimensionen diese Entfernung die n wird, die Wirkung dieselbe sein, wie die des einfachen Körpers facher Entfernung.

419 Dub[1]) hat sich der Mühe unterzogen, diesen Satz experi zu prüfen, indem er u. a. gerade Stäbe von verschiedenen Dur sern d ($^1/_2$ bis 3″) und denselben proportionalen Längen l (4 bi welche ihrer ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspira geben waren, deren Windungszahl ebenfalls jenen Durchmesser portional war, in verschiedenen, letzteren proportionalen, a magnetischen Ostwestlinie gemessenen Entfernungen, oder st derselben Entfernung vor einer magnetisirten Stahlnadel oder in einer Kupferhülse schwebenden magnetischen Stahlspiegel h und beim Hindurchleiten eines gleich starken, aber jedes den beiden entgegengesetzten Richtungen benutzten Stromes d lenkungen des frei schwebenden Magnetes beobachtete. Im erste blieben die Tangenten ϑ der Ablenkungswinkel constant, im le nahmen sie proportional der dritten Potenz der Durchmesser z fand sich z. B. bei gleichbleibender Entfernung (ϑ in Theilen d dem Stahlspiegel aufgestellten Scala)

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. **120**, p. 545, 1863*.

d	l	ϑ	$const\ \frac{\vartheta}{d^3}$
$^1/_2$	4	1,4	171
$^3/_4$	6	4,5	167
1	8	10,5	164
$1^1/_2$	12	35,0	162
2	16	84,5	165
3	24	29,0	167

ɜi anderen Versuchen wurden die Stäbe nur auf der dem Magnet- zu- oder abgekehrten Seite mit der Magnetisirungsspirale be- ebenso wurden weitere Spiralen verwendet, deren Dimensionen, Weite D und Windungszahl W den Dimensionen der Stäbe pro- .al waren, und es ergab sich das analoge Resultat.

› fand Dub z. B. in letzterem Falle bei gleichbleibender Ent- ʒ der Mitte der Stäbe vom Stahlspiegel:

d	l	D	W	$const\ \frac{\vartheta}{d^3}$
$^3/_4$	6	1	84	833
1	8	$1^1/_2$	112	820
$1^1/_2$	12	2	168	833
2	16	3	224	830

emnach entspricht, wenn in ähnlichen Körpern ähnlich liegende gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, und das in ɔen erzeugte Moment den Kräften proportional ist, das Gesammt- ıt der dritten Potenz der Längsdimension, also der Masse der Körper. [an kann annehmen, dass in permanent magnetisirten Stahl- :n dasselbe Verhalten eintritt, wenn sie zur Sättigung mag- t sind.

'ieser allgemeine Satz ist von Coulomb bestätigt worden. Er verschieden grosse Drahtbündel, deren lineare Dimensionen in ɜn Verhältnissen zu einander standen, aus gleich dicken Eisen- n, welche eine möglichst gleiche permanente Torsion erhalten und dadurch gehärtet worden waren. Als er diese Bündel bis ttigung magnetisirte und in der Drehwage untersuchte, ergaben .ahlen, welche bewiesen, dass ihre magnetischen Momente wie die dritten Potenzen der einander entsprechen- ›imensionen verhielten.

Die Torsionswinkel des Fadens der Drehwage, bei welchen zwei Bündel von 36 und 9 Drähten von 12″ und 6″ Länge um 30° aus dem Meridian abgelenkt wurden, betrugen resp. 342° und 42°. Das entsprechende Verhältniss ergab sich bei Bündeln, deren homologe Dimensionen sich wie 3 : 1 und 4 : 1 verhielten.

Sind die Theilchen des Eisens oder Stahles so weit von einander entfernt, dass sie nicht mehr gegenseitig auf einander polarisirend einwirken können, so muss unabhängig von der Gestalt bei gleicher Magnetisirung der magnetisirten Körper ihr permanentes Moment ihrer Masse proportional sein. Als daher Coulomb Eisenfeile mit Wachs mengte und aus ihnen Stäbchen von gleicher Länge, aber verschiedenem Durchmesser bildete, so waren nach gleicher Magnetisirung ihre Schwingungsdauern dieselben, da ihr Trägheitsmoment in demselben Verhältniss zugenommen hatte, wie ihr magnetisches Moment.

420 Für andere Fälle lassen sich nicht so einfache Gesetze aufstellen. Schon bei der Magnetisirung von nicht ganz dünnen, verschieden langen und dicken Stäben, die ihrer ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale umgeben sind, ist die Auffindung allgemeinerer, einfacher Gesetze nicht zu erwarten. Ist die Dicke gering, so kann man ihre Magnetisirung immerhin noch annähernd durch die Formeln von Green und Biot ausdrücken.

Man hat auch wohl versucht, die Momente der verschieden langen und dicken Stäbe unter Annahme der Proportionalität zwischen der Magnetisirung und magnetisirenden Kraft einfach einer Potenz ihrer einzelnen Dimensionen, z. B. der Quadratwurzel ihrer Länge oder ihres Durchmessers proportional zu setzen, obgleich hier die magnetisirenden Kräfte in den verschiedenen Stäben durchaus nicht in ähnlicher Weise vertheilt sind. Es lässt sich nachweisen, dass derartige Ausdrücke nicht als theoretisch begründete, sondern nur als rein empirische Form[illegible] gelten können, die sich event. innerhalb gewisser Grenzen den Beob[illegible]tungen gut anschliessen.

Betrachten wir zuerst das Verhalten verschieden langer Stäbe. D[illegible] Moment M eines solchen Stabes ist eine Function f der auf seine [illegible]zelnen Punkte wirkenden magnetisirenden Kräfte. Aendern sich d[illegible] letzteren auf der Länge der Stäbe von ihrer Mitte an, so können [illegible] sie wiederum als eine Function φ des Abstandes α der einz[illegible] Punkte von der Mitte darstellen, so dass $M = f[\varphi(\alpha)]$ ist. Ist nun [illegible] einem Stabe von $n$facher Länge die Vertheilung der magnetisir[illegible] Kräfte ganz dieselbe, wie in dem Stabe von einfacher Länge, so [illegible] halten wir sein Moment M_n, indem wir in obiger Gleichung für α d[illegible] Werth $n\alpha$ setzen. Es wäre in diesem Fall möglich, wenn auch [illegible] aus nicht nöthig, dass alle Glieder von M_n dieselbe Potenz n^β, z. [illegible] Quadratwurzel von n enthielten. Nur in diesem Fall nähme das M[illegible] M_n der verschieden langen Stäbe dem Werth n^β proportional zu.

dert sich aber ausser der Länge auch noch die Vertheilung der magnetischen Kräfte, so ändert sich nicht nur α in $n\alpha$, sondern auch die Form der Function φ. Dann können also durchaus nicht mehr die Momente M einfach einer Potenz der Länge proportional sein. Letzteres ist aber bei den, ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben der Fall, da mit wachsender Länge der Stäbe die Länge ε der Enden derselben nahezu constant bleibt, auf der die magnetischen Scheidungskräfte sich um mehr als eine bestimmte Anzahl Procente von den Kräften in der Mitte des Stabes ändern; die Länge $l - 2\varepsilon$ der mittleren Theile, in denen jene Aenderung unter dem betreffenden Werth bleibt, aber zunimmt. Aehnlich liegende Punkte sind also nicht von gleichen magnetisirenden Kräften erregt. Im Gegentheil, ist der Stab sehr lang, so treten die Endstücke gegen das mittlere Stück immer mehr zurück, sein Moment nähert sich immer mehr demjenigen, welches er erhielte, wenn auf alle seine Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirkten, und welches dann durch die, vermittelst Integration aus der Green'schen Formel erhaltene Gleichung

$$M = 2\left[a\,l - \frac{b}{\log\mu}\,(\mu^l - \mu^{-l})\right]$$

dargestellt wird [1]). Selbst wenn also z. B. bei zwei bestimmten Stäben von der Länge l und nl sich die Momente zufällig wie $l : n^\beta l$ verhielten, so würde dieses Verhältniss doch durchaus nicht bei allen beliebigen Werthen von n eintreten. — Ganz analoge Betrachtungen lassen sich über die Abhängigkeit der Momente der Stäbe von ihrer Dicke und über die Versuche anstellen, die Momente der einzelnen Theile der Stäbe bei verschiedener Länge und Dicke irgend einer Potenz ihres Abstandes von der Mitte direct proportional zu setzen [2]).

Noch ferner der Theorie liegen die empirischen Formeln, welche die Momente der Magnete nur von ihren Gewichtsverhältnissen abhängig machen, da diese Formeln nicht einmal die die Momente bedingenden Dimensionen der Magnete nach verschiedenen Richtungen enthalten.

Wir wollen noch die Arbeit berechnen, welche zur Magnetisirung 421
eines Körpers verwendet wird, resp. die potentielle Energie, welche in demselben nach der Magnetisirung aufgehäuft ist und bei der Vernichtung der letzteren in Form von Wärme wieder gewonnen werden kann.

Werden zwei magnetische Körper A und B einander genähert, deren magnetische Vertheilung sich dabei ändert, ist ihr Potential aufeinander V_{ab}, das magnetische Potential der Körper auf sich selbst

---

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **117**, p. 218, 1862*. — [2]) Die Einwendungen von Dub (Pogg. Ann. **118**, p. 516 und **120**, p. 540, 1863*) gegen diese Ausführungen, sowie gegen die Richtigkeit des Satzes von W. Thomson beruhen auf Missverständnissen (vgl. G. Wiedemann l. c.).

gleich V_a und V_b (wobei das Potential je zweier magnetischer Element- auf einander nur je einmal genommen ist), so entspricht die bei der An- näherung erzeugte potentielle Energie dem Zuwachs des Werthes

$$V_{ab} + V_a + V_b.$$

Es sei der Körper A ein unveränderlicher Stahlmagnet, so dass sein Potential sich nicht ändern kann, dann ist die erzeugte potentielle Ener- gie gleich dem Zuwachs von

$$V_{ab} + V_b.$$

Der Magnet werde dem magnetisirbaren Körper (Eisen) aus unend- licher Entfernung genähert. Ist dann das freie magnetische Fluidum welches auf der Oberfläche des letzteren vertheilt gedacht werden kann gleich Q, und ist der Zuwachs an potentieller Energie für die Einheit dieses Fluidums, wenn es aus unendlicher Entfernung von seiner Stelle auf das magnetisirte Eisen gebracht wird, gleich C, so ist

$$Q\,C = V_{ab} + V_b.$$

Da aber Q aus gleich viel positivem und negativem, Nord- und Süd- fluidum besteht, so ist $Q\,C = 0$, also

$$V_{ab} = - V_b.$$

Die potentielle Energie, welche während der Magnetisirung des magne- tisirbaren Körpers erzeugt wird, ist also eben so gross, wie die bei der Annäherung des Stahlmagnetes selbst erzeugte Energie.

Bliebe der Magnetismus in dem magnetisirbaren Körper (Stahl) völlig fixirt, und entfernte man den magnetisirenden Magnet bis in die Un- endlichkeit, so würde dazu eine Arbeit erforderlich sein, welche dem Potential V_{ab}, also der Hälfte der gesammten Energie entspräche. Die andere Hälfte derselben könnte bei der Vernichtung des Magnetismus des magnetisirten Körpers gewonnen werden. Diese Bedingung kann indess nur gelten, wenn sich der Magnetisirung des Eisens und Stahls keine Hindernisse in den Weg stellen. Wird aber z. B. durch die Rei- bung der sich umlagernden magnetischen Molecüle im Eisen Wärme er- zeugt u. dergl. m., so stellt der Werth $V_b - (- V_{ab})$ die hierzu ver- brauchte Arbeit dar.

422 Die potentielle Energie selbst, welche in einem magnetisirten Kör- per angehäuft ist, lässt sich durch den Ausdruck

$$(P) = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} R^2\, dx\, dy\, dz$$

darstellen, wo R die Resultante der sämmtlichen magnetischen Kräfte in einem Punkt xyz ist [1]).

[1]) Denken wir uns zwei im Raum vertheilte Massen M und M_1, deren Theilchen sich nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung

Aendern sich die Dimensionen des Magnetes bei ähnlich bleibender Gestalt und gleichbleibender Magnetisirung ähnlich liegender Theile, so bleibt die auf ähnlich liegende Punkte ausgeübte Kraft R unverändert.

---

anziehen, ist ϱ die Dichtigkeit von M, V_1 das Potential des Körpers M_1 auf die Masseneinheit im Elemente $dx\,dy\,dz$ des Körpers M, so ist das Gesammtpotential von M_1 auf M gleich

$$P = \int\int\int \varrho\, V_1\, dx\, dy\, dz$$

wo die Integrale von $-\infty$ bis $+\infty$ zu nehmen sind. Sind die Componenten der von M herrührenden Kraft in xyz gleich $X\,Y\,Z$, so ist

$$-4\pi\varrho = \Delta^2 V = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}.$$

Wird dieser Werth in P eingeführt und werden die einzelnen Glieder partiell nach xyz integrirt, sodann aber $\partial V_1/\partial x = X_1$ u. s. f. gesetzt, wo $X_1\, Y_1\, Z_1$ die der Wirkung des Körpers M_1 entsprechenden Kraftcomponenten im Punkt xyz sind, so folgt

$$P = \frac{V}{4\pi} \int\int\int (X X_1 + Y Y_1 + Z Z_1)\, dx\, dy\, dz.$$

Ist die Vertheilung der Elemente der Masse M_1 im Raume ganz dieselbe, wie die der Masse M, nur dass sich die Massen beider wie $dm : m$ verhalten, so ist $X_1 = X\,dm/m$ u. s. f., also

$$P = \frac{1}{4\pi}\frac{dm}{m} \int\int\int (X^2 + Y^2 + Z^2)\, dx\, dy\, dz.$$

P ist der Zuwachs an potentieller Energie, wenn die Masse m sich um dm vermehrt. Das Integral von P nach dm entspricht also der bei der Anhäufung der Masse m in ihrer bestehenden Vertheilung angesammelten potentiellen Energie (P). Da nun $X_1\, Y_1\, Z_1$ proportional m sind, kann das dreifache Integral gleich $m^2 G$, also $P = \frac{1}{4}\, G\, m\, dm/\pi$ gesetzt werden. Daher wird $(P) = m^2 G/8\pi$ oder, wenn für $m^2 G$ wieder der Integralwerth eingeführt und $X^2 + Y^2 + Z^2 = R^2$ gesetzt wird

$$(P) = \frac{1}{8\pi} \int\int\int R^2\, dx\, dy\, dz,$$

wie im Text (W. Thomson, Mathematical Theory of Magnetism. Gesammelte Abhandlungen, p. 432*).

Dieses Integral lässt sich noch in anderer Weise ausdrücken.

Nach §. 381 sind die Componenten der Gesammtkraft R, welche auf einen im Inneren eines Magnetes liegenden Punkt wirkt, $a = \alpha + 4\pi A$, $b = \beta + 4\pi B$, $c = \gamma + 4\pi C$, wo α, β, γ die Componenten der äusseren Kräfte R, und A, B, C die Componenten der Wirkung der freien Magnetismen von der Dichtigkeit (Intensität) I auf den Flächen einer Höhlung sind, welche senkrecht gegen die Kraftlinien durch den Punkt gelegt ist. Die Werthe α, β, γ kann man gleich den negativen Differentialquotienten der Potentialfunction V_a, also gleich $-\partial V_a/dx$, $-\partial V_b/dy$, $-\partial V_c/dz$ setzen. Danach sind, wenn $R_a^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2$ ist,

$$R^2 = R_a^2 - 8\pi\left(A\frac{\partial V_a}{\partial x} + B\frac{\partial V_a}{dy} + C\frac{\partial V_a}{dz}\right) + 16\pi^2 I^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Wird in den Ausdruck für die Gesammtarbeit bei der Magnetisirung

$$(P) = \frac{1}{8\pi}\int\int\int R^2\, dx\, dy\, dz$$

Dann wird die in demselben angehäufte potentielle Energie (P) di dem Volumen proportional.

Könnte man also einen Magnet in einzelne Molecularmagnete legen, so würde keine Arbeit erforderlich sein, um dieselben bei gle bleibender relativer Lage einander zu nähern oder von einander entfernen.

Bei Körpern, die eine magnetische Axe besitzen, ist die b Magnetisiren angehäufte potentielle Energie ohne Weiteres anzugeb indem nach der Theorie der magnetischen Fluida die dabei geleis Arbeit dem Quadrat des Quantums der Fluida und dem Wege pro tional ist, um den sie von einander geschieden werden. Bestimmt daher die Wärmemenge, welche beim Magnetisiren von Eisenker durch alternirende Ströme erzeugt wird, so ist sie bei gleicher Lä dem Quadrat der magnetisirenden Kraft (bei schwächeren Magnetisi gen), und bei gleicher Magnetisirung der Länge proportional (sieh Capitel Beziehungen des Magnetismus zur Wärme)[1]).

3. Experimentelle Bestimmung des magnetischen Verhalt verschieden gestalteter Körper.

423 Sowohl zur Prüfung der durch die Rechnung erhaltenen Resul als auch zur Bestimmung des magnetischen Momentes der Körpe Ganzes und ihrer einzelnen Theile, des freien Magnetismus auf Oberfläche und der Lage ihrer Pole unter verschiedenen Bedingu dient eine Anzahl experimenteller Methoden.

---

dieser Werth eingesetzt und partiell integrirt, so erhält man

$$\int\int\int\left(A\frac{\partial V_a}{dx}+B\frac{\partial V_a}{dy}+C\frac{\partial V_a}{dz}\right)dx\,dy\,dz$$
$$=-\int\int\int V_a\left(\frac{\partial A}{dx}+\frac{\partial B}{dy}+\frac{\partial C}{dz}\right)dx\,dy\,dz.$$

Hier ist $\partial A/\partial x+\partial B/\partial y+\partial C/\partial z=-\varphi$, gleich der Dichtigk freien Magnetismus, welche wir an Stelle des Magnetes setzen, also das In gleich $\int\int\int\varphi V_a\,dx\,dy\,dz$. Berücksichtigen wir, dass dieses Integral $4\pi.(P_a)$ ist, wo P_a der den äusseren Kräften entsprechende Werth von (P) folgt endlich

$$(P_a)+(P)=2\pi\int\int\int I^2\,dx\,dy\,dz.$$

Da nun P stets einen positiven endlichen Werth besitzt, ausser fü Fall, dass der Magnet aus geschlossenen Schalen besteht, so ist P_a klein der Werth auf der rechten Seite der Gleichung. In dem erwähnten Fa es ihm gleich. Dies würde also bei den Elektromagneten eintreten, w den Angaben im Text übereinstimmt.

[1]) Vergl. Cazin, Compt. rend. 75, p. 1265, 1872*; Moutier, Compt. 75, p. 1619, 1872*; auch Waszmuth (unter Betrachtung der Drehun Molecularmagnete) Wiener Ber. 63 [2], p. 6, 1871*.

Die einfachsten Resultate erhält man, wenn man auf alle Theile der Körper die magnetisirenden Kräfte in gleicher Richtung und Intensität wirken lässt.

Wir besitzen hierzu verschiedene Mittel.

Einmal können wir die Körper dem Einflusse des Erdmagnetismus aussetzen. Die magnetisirende Kraft wirkt dann auf die einzelnen Molecüle der Körper in der Inclinationsrichtung. Die Molecularmagnete werden durch die erdmagnetische Kraft um ihren Schwerpunkt gedreht, so dass ihre Nordpole sich mehr oder weniger nach unten wenden und die Körper eine magnetische Axe in der Inclinationsrichtung erhalten.

Die magnetisirende Kraft ist indess in diesem Falle nur schwach und nicht in verschiedener Intensität zu erhalten.

Man kann auch den Körper in etwas grösserer Entfernung vor dem 424
einen Pole eines grossen geradlinigen Elektromagnetes, z. B. eines 5 bis 10 cm dicken und 40 bis 60 cm langen, in einer Drahtspirale liegenden Eisenstabes, aufstellen. Die vom Magnete auf den Körper ausgeübte Kraft ist, wenn letzterer nicht sehr gross ist, für die dem Magnete näheren und entfernteren Theile nahezu dieselbe und wirkt in der Richtung der Axe des Magnetes. Indess ist sie immer wegen der grösseren Entfernung des Körpers vom Magnete nur klein.

Besser bringt man die Körper zwischen die beiden entgegengesetzten Pole eines kräftigen Magnetes oder Elektromagnetes.

Zu diesem Zwecke kann man sich namentlich der Fig. 201 und 204 abgebildeten Elektromagnete bedienen. Verdet[1]) hat nachgewiesen, dass die magnetische Kraft, mit welcher diese Magnete bei Auflegen von prismatischen Ankern (Fig. 203) auf die zwischen ihre Pole gebrachten Körper wirken, in einem ziemlich bedeutenden Raum, nur nicht gerade unmittelbar an den Polflächen, constant ist. Auch hier ist indess das Feld nur klein, in welches die Körper gebracht werden können, so dass diese Methode für grössere Körper kaum anwendbar ist. Auch ist die Untersuchung ihres magnetischen Momentes wegen der starken magnetischen Wirkungen der Pole des Magnetes selbst nur mit einer gewissen Schwierigkeit auszuführen.

Besser ist es, die Körper durch galvanische Ströme zu magnetisiren. 425
Wir haben schon §. 212 angeführt, dass die Kraft, mit welcher eine vom Strom durchflossene Spirale, deren Länge mindestens 40 mal grösser ist, als ihr Durchmesser, auf ein in ihrer Axe liegendes magnetisches Theilchen in der Richtung der Axe selbst wirkt, nur um $^1/_{100}$ sich ändert, wenn das Theilchen von der Mitte der Spirale etwa um $^7/_{16}$ ihrer Länge gegen ihre Enden hin verschoben wird.

---

[1]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 41, p. 377, 1854* (vergl. das Capitel: Drehung der Polarisationsebene).

Legt man daher Körper von wesentlich linearen Dimensionen in die Mitte einer Spirale ein, die wenigstens 40 mal länger ist als die Stäbe, und deren Durchmesser gegen den der Stäbe bedeutend ist, so ist die Kraft, mit der die in den einzelnen Molecülen enthaltenen magnetischen Fluida von einander geschieden, oder die magnetischen Molecüle aus ihrer gewöhnlichen Gleichgewichtslage in diejenige übergeführt werden, bei welcher ihre Axen der Axe der Spirale mehr oder weniger parallel werden, an allen Theilen der Stäbe nahezu gleich. Man pflegt diese Kraft mit dem Namen der elektromagnetischen Scheidungskraft zu bezeichnen.

Ist die Spirale nicht sehr weit im Verhältnisse zu dem Durchmesser der in ihrer Axe liegenden Stäbe, so werden nach den Betrachtungen des §. 212 Anmerk. die einzelnen magnetischen Theilchen der Körper, welche nicht in der Axe der Spirale liegen, ausser in der Richtung der Axe selbst, noch durch Kräfte sollicitirt, welche gegen die ihnen zunächst liegenden Seiten der Spirale gerichtet und um so stärker sind, je näher die Theilchen diesen Seiten liegen. Dann ist also die Richtung der magnetisirenden Kräfte nicht mehr annähernd die gleiche.

426 Man kann indess nach F. E. Neumann diesen Zweck mit sehr grosser Annäherung erreichen, wenn man ebenso verfährt, wie bei der Construction der Helmholtz-Gaugain'schen Tangentenbussole. Wir haben §. 208 erwähnt, dass, wenn man zwei gleiche und in gleicher Richtung vom Strom durchflossene Drahtkreise parallel einander gegenüberstellt, so dass ihre Ebenen um die Länge ihres Radius von einander entfernt sind, in einem in der Mitte zwischen beiden Stromkreisen liegenden kugelförmigen Raum, dessen Radius nur $^1/_4$ bis $^1/_5$ des Radius der Drahtkreise beträgt, die Componente der magnetischen Kraft, welche in der auf der Ebene der Kreise normalen Richtung wirkt, sich nur sehr wenig ändert, die Componente, welche parallel den Ebenen wirkt, aber nur höchstens $^1/_{400}$ der ersteren beträgt. Man kann also in diesem kugelförmigen Raum die magnetisirende Kraft als constant ansehen. Durch Vermehrung der Zahl der Drahtkreise nach dem §. 209 mitgetheilten Gesetze kann dieser letztere Zweck noch vollständiger erreicht werden.

Auch in einer Spirale von der Form einer Kugel oder eines Rotationsellipsoids ist die Scheidungskraft an allen Stellen die gleiche.

427 Leider hat man sich nur bei sehr wenigen Versuchsreihen bemüht, durch das eine oder andere der oben erwähnten Hülfsmittel die magnetisirende Kraft auf alle Theile der magnetischen Körper in gleicher Intensität und Richtung wirken zu lassen. Nur in den Fällen, wo die Gestalt der magnetisirten Körper nicht wesentlich in Betracht kommt, man also z. B. nur die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse Magnetisirung oder den Einfluss der Intensität der magnetisiren Kraft auf die Stärke des in einem Körper erregten Magnetismus

onst gleich bleibenden Umständen erforschen will, kann man daher allgemeiner gültige Sätze aus den experimentellen Ergebnissen der Beobachter ableiten. Wo man aber den Einfluss der Gestalt der Körper auf ihre Magnetisirung untersuchen wollte, ohne obigen Bedingungen Genüge zu leisten oder wenigstens einander ähnliche Vertheilungen der magnetischen Kräfte in den untersuchten Körpern herzustellen, konnten selbst die zahlreichsten und sorgfältigsten Beobachtungen durchaus nicht zu allgemeineren Resultaten führen. Hieraus erklären sich die Verschiedenheiten der Gesetze, welche verschiedene Physiker in diesem Gebiete gefunden haben wollen.

Die meisten der im Folgenden aufgeführten Resultate bewahren daher leider nur gerade unter den besonderen Bedingungen jedes Versuches ihre Richtigkeit und haben somit nur eine beschränkte wissenschaftliche Bedeutung, obgleich ihnen ein praktischer Werth für die Construction elektromagnetischer Maschinen u. dergl. m. nicht abzusprechen ist.

Das magnetische Moment eines temporär und permanent magnetischen Körpers als Ganzes, z. B. eines Stabes, dessen magnetische Hauptaxe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, kann hauptsächlich in folgenden verschiedenen Weisen bestimmt werden: 428

1. Ist der Körper permanent magnetisirt, so hängt man ihn so auf, dass seine magnetische Axe horizontal ist, und bestimmt seine Schwingungsdauer T und sein Trägheitsmoment K. Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich H, so ist das Moment des Körpers

$$M = \frac{\pi^2 K}{T^2 H}.$$

2. Man legt den Körper, während er sich unter dem Einfluss der magnetisirenden Kraft befindet, also z. B. in einer von Strom durchflossenen Magnetisirungsspirale, mit letzterer so hin, dass seine magnetische Axe horizontal und senkrecht gegen die Richtung des magnetischen Meridians ist. In der Verlängerung der Axe stellt man, am besten in einer grösseren Entfernung, eine auf einer Spitze oder besser an einem Coconfaden schwebende Magnetnadel oder einen kleinen, in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahlspiegel auf, und beobachtet die Ablenkungen dieses Magnetes einmal unter Einfluss der magnetisirenden Kraft allein, z. B. der Magnetisirungsspirale für sich, dann unter dem Einflusse der letzteren und des eingelegten magnetischen Körpers; ...s noch einmal nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft, resp. ...s Spirale durchfliessenden Stromes.

...t der Abstand des magnetisirten Stabes und der ihn umgebenden ...s von der Magnetnadel sehr gross, dass man die Verschiedenheit ...tfernungen der an einzelnen Punkten des Stabes aufgehäuften Magnetismen resp. der Enden der Spirale von der Nadel vernach-

lässigen und die von ihnen ausgehenden Kräfte als parallel ansehen kan so kann man die freien Magnetismen μ des Stabes in seinen Polen, d Wirkung der Spirale auf ihre Endflächen concentrirt denken.

Ist unter dieser Annahme der Abstand der Mitte des Stabes u der Spirale von der Nadel r, der Polabstand der letzteren $2\,l_1$, ist d freie Magnetismus der Nadel μ_1, und nachdem der Stab für sich perm nent magnetisirt ist, der Abstand seiner Pole gleich $2\,l$, der in ihnen a gehäufte freie Magnetismus $\pm\,\mu$, ist H die horizontale Componente d Erdmagnetismus, α die Ablenkung der Magnetnadel, so ist das perm nente Moment desselben M_p gegeben durch die Gleichung

$$H\,tg\,\alpha = \frac{\mu(r+l)}{[l_1^2 + (r+l)^2]^{3/2}} - \frac{\mu(r-l)}{[l_1^2 + (r-l)^2]^{3/2}} \quad . \quad . \quad 1$$

Ist die Nadel kurz, also l_1 gegen $r \pm l$ zu vernachlässigen, so wird

$$H\,tg\,\alpha = \frac{\mu}{(r+l)^2} - \frac{\mu}{(r-l)^2} = \frac{4\,r\,l\,\mu}{(r^2-l^2)^2} \quad . \quad . \quad . \quad .$$

woraus folgt

$$M_p = 2\,l\,\mu = H\,\frac{(r^2-l^2)^2}{2\,r}\,tg\,\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Ist l gegen r klein, so folgt weiter

$$M_p = \tfrac{1}{2}\,H\,r^3\left(1 - 2\,\frac{l^2}{r^2}\right)tg\,\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

und wenn l noch mehr gegen r zu vernachlässigen ist

$$M_p = \tfrac{1}{2}\,H\,r^3\,tg\,\alpha.$$

429 Hat man auf dieselbe Weise das Moment M_{t+s} des Stabes, währ er in der Spirale der Wirkung des magnetisirenden Stromes unterwor ist, und das Moment M_s der Spirale für sich bestimmt, so erhält m durch Subtraction $M_t = M_{t+s} - M_s$ das temporäre Moment d Stabes.

Die Differenz $M_v = M_t - M_p$ des temporären und permanent Momentes, während der Strom in der Spirale auf ihn wirkt und n dem Aufhören dieser Wirkung, nennt man das verschwindende M ment des Stabes.

430 Diese Bestimmung ist indess in sehr vielen Fällen zu ungenau die Länge l der Stäbe und Spiralen gegen den Abstand ihrer Mitte v der Magnetnadel nicht zu vernachlässigen ist. Man muss dann auf d genauere Formel 1 zurückgreifen. Auch dann ist nur die Bestin des Momentes M_s der Spirale richtig, welches man eventuell auch berechnen könnte. Da für die Stäbe selbst der Polabstand $2\,l$ nic kannt ist, so ersetzt man ihn häufig durch die Länge $2\,L$ de bes. Dann fällt in den meisten, in der Praxis vorkommenden l

o $l < L$ ist, der Werth M zu klein aus. Dieser Fehler ist um so ge-
nger, je kleiner l, resp. L gegen r ist.

Oft ist indess die Nadel nicht so weit von dem magnetisirten Stab ntfernt, dass man die Wirkung seiner freien Magnetismen in seinen 'olen concentrirt denken kann. Dann wirken die der Nadel zunächst elegenen Theile des Stabes stärker, die von ihr abgewendeten, entgengesetzt magnetischen schwächer, als wenn die Wirkung in den 'olen concentrirt wäre. Nehmen, wie gewöhnlich, die Momente gegen ie Enden des Stabes ab, liegen also die Pole innerhalb des Stabes und achsen die freien Magnetismen gegen seine Enden hin, so liegen die 'unkte, in welchen man die Wirkung der letzteren vereint denken kann, äher an den Enden des Stabes, als die Pole.

Für genauere Bestimmungen bringt man den Stab mit der Spirale 431
der den permanent magnetisirten Stab allein in verschiedene Entferungen r von der Nadel, misst jedesmal den Ablenkungswinkel α, bechnet nach der Formel

$$H tg \alpha = M\left(\frac{x}{r} + \frac{y}{r^5} + \cdots\right)$$

s den verschiedenen Beobachtungen die Constanten $x, y \ldots$ und mit rer Hülfe die Momente M_{s+t}, M_p. Nachdem auch das Moment M r Spirale gemessen ist, kann man wiederum M_t und M_p für sich beimmen.

Bei diesen Versuchen ist ganz besonders darauf zu achten, dass 432
n den magnetisirenden Strom nicht plötzlich schliesst d mehr noch, dass man ihn nicht plötzlich unterbricht, ndern seine Intensität beim Schliessen ganz allmähch von Null an bis zur gewünschten Stärke steigen, im Oeffnen ebenso allmählich wieder bis auf Null fallen sst.

Beim plötzlichen Schliessen des magnetisirenden Stromes entsteht der Magnetisirungsspirale ein demselben entgegengerichteter Inducnsstrom, wodurch die Intensität des ersteren Stromes langsamer anigt. Dennoch erfolgt die Magnetisirung schneller als bei allmählicher rstärkung des Stromes. Die dadurch schneller gedrehten magnetischen lecüle werden beweglicher. Zugleich bilden sich aber im Magnetstab uctionsströme, durch welche eventuell die magnetischen Molecüle erst ner der beabsichtigten entgegengesetzten Richtung gedreht werden ten, wenn ihre Wirkung die des magnetisirenden Stromes in der le überwiegt. Erst nachher stellen sich die Molecüle entsprechend etzteren Einwirkung ein. Da sie aber schon hin und her gedreht omit leichter beweglich sind, können sie in diesem Fall dem Zuge agnetisirenden Kraft stärker folgen, als bei sehr langsamem An-

steigen des magnetisirenden Stromes. Der temporäre Magnetismus kann stärker sein.

Bedeutender wirken diese Einflüsse beim plötzlichen Oeffnen des magnetisirenden Stromes auf das permanente Moment. Hierbei entsteht zunächst im Moment des Oeffnens in der Spirale ein Inductionsstrom von grösserer Dichtigkeit, wodurch das permanente Moment des magnetischen Stabes vergrössert wird. Dann entstehen in der geöffneten Spirale und der Masse des Stabes abwechselnd gerichtete und immer schwächer werdende Inductionsströme von um so schnellerem Verlauf, resp. um so grösserer Dichtigkeit, je schneller das Oeffnen geschieht. Da nun, wie wir später sehen werden, ein schwächerer entgegengerichteter Inductionsstrom die durch einen stärkeren Strom erzeugte permanente Magnetisirung umkehren kann, was bei verschiedenen Stahl- und Eisensorten bei verschiedenen Dichtigkeiten der Ströme geschieht, so erhält man je nach der Schnelligkeit des Oeffnens sehr variable Resultate. In einzelnen Fällen kann dann sogar die permanente Magnetisirung derjenigen entgegengesetzt sein, welche bei langsamem Verschwinden des magnetisirenden Stromes zurückbleiben würde[1]).

Leider ist bei einer grösseren Anzahl fleissiger Untersuchungen über die magnetischen Momente der magnetisirende Strom in dieser Weise plötzlich erzeugt oder geöffnet worden. Die Resultate derselben sind nach dem Vorhergehenden nicht einwurfsfrei und lassen, da man über die Schnelligkeit des Oeffnens und den Gang der Inductionsströme kein Urtheil hat, gar keine präcisere Schlussfolgerungen zu. Eine Aufzählung der so erhaltenen Resultate ist somit gegenstandslos.

433 Nach derselben Methode, wie bei geraden Magnetstäben, lassen sich auch die freien Magnetismen hufeisenförmiger Magnete mit gleichem Schenkelabstand annähernd bestimmen, wenn man sie mit der durch ihre Schenkel gelegten Ebene in der magnetischen Ostwestebene neben einer Declinationsnadel so aufstellt, dass die Enden ihrer Schenkel (die indess nicht genau den Polen entsprechen) mit der Declinationsnadel in dieselbe Horizontalebene fallen. — Ist die Ablenkung der Nadel gleich α, der Abstand der Axen der Schenkel des Hufeisens l, der Abstand ihrer Mittellinie von der Nadel r, die horizontale Componente des Erdmagnetismus H, so ist der freie Magnetismus der Schenkel annähernd

$$\mu = H \frac{(r^2 - l^2)^2}{2rl} tg\,\alpha$$

oder, wenn l gegen r klein ist,

---

[1]) Vergl. Versuche von Fromme, um diesen Einfluss zu zeigen, auch die Eisenstäbe von geschlossenen Metallhüllen umgeben sind, in denen noch Inductionsströme entstehen, die die Erscheinungen noch mehr ...ren. Wied. Ann. 5, p. 345, 1878, 13, p. 323, 1881, 18, p. 442, 1883*. Da...tere siehe im Capitel Induction.

$$\mu = H \frac{r^3}{2l} tg\,\alpha.$$

Zu allen diesen Versuchen bedient man sich des Fig. 145, S. 243 schematisch abgebildeten Apparates.

3. Man kann auch das magnetische Moment eines Körpers als Ganzes bestimmen, indem man auf einen in die ostwestliche Richtung gelegten horizontalen Maassstab eine Magnetnadel stellt, auf dem Maassstab von der einen Seite den magnetischen Körper gegen die Nadel schiebt, so dass seine Axe in die Ostwestlinie fällt, und nun die abgelenkte Nadel durch Heranschieben eines Magnetstabes von bekanntem Moment von der anderen Seite her in den magnetischen Meridian zurückführt (vergl. §. 357). 434

Man kann hierbei den genäherten Magnetstab auch durch eine vom Strom durchflossene Drahtspirale ersetzen und diese der Magnetnadel nähern, oder auch dafür die Spirale festlegen und nur die Intensität des Stromes in ihr bis zur Einstellung der Magnetnadel ändern.

Sind die Abstände der Mitte der magnetischen Axe des Körpers und des Magnetstabes von der Magnetnadel gleich r und r_1, sind die Abstände der Pole derselben $2l$ und $2l_1$, sind die an den Polen angehäuften Magnetismen $\pm \mu$ und $\pm \mu_1$, so ist annähernd

$$\frac{4\, r\, l\, \mu}{(r^2 - l^2)^2} = \frac{4\, r_1\, l_1\, \mu_1}{(r_1^2 - l_1^2)^2}.$$

Setzt man die magnetischen Momente des Körpers und des Stabes $2l\mu = M$, $2l_1\mu_1 = M_1$, so findet man annähernd

$$M = \frac{r_1}{r} \left(\frac{r^2 - l^2}{r_1^2 - l_1^2}\right)^2 M_1.$$

Sind die Polabstände l und l_1 gegen die Entfernungen r und r_1 zu vernachlässigen, so ist annähernd

$$M = \frac{r^3}{r_1^3} M_1.$$

Sind die Längen l und l_1 klein, so kann man auch den Magnetstab und den zu untersuchenden Körper so auf den Maassstab legen, dass ihre Axen auf demselben senkrecht stehen und die Polabstände von der durch die Axe der Magnetnadel gezogenen magnetischen Ostwestlinie halbirt werden. Es ergiebt sich dann dieselbe Beziehung [1]).

Ist der elektromagnetische Körper durch eine magnetisirende Kraft, eine vom Strome durchflossene Spirale, temporär magnetisirt, so hat auch hier erst das Moment der Spirale allein zu ermitteln und von dem nachher bestimmten gemeinsamen Moment der Spirale

---

[1]) Vergl. auch Külp, Pogg. Ann. 133, p. 317, 1868*.

und des magnetisirten Körpers zu subtrahiren. — Einfacher ist imme die directe Bestimmung des magnetischen Momentes aus der Ablenkun der Magnetnadel selbst. Die im vorigen Paragraph erwähnten Schwierig keiten der Bestimmung treten selbstverständlich in ganz gleicher Weis auch hier ein.

435 4. Um das Moment kleiner Magnetnadeln mit einander zu verglei chen, kann man an einem verticalen, an einem Coconfaden aufgehäng ten Stab einen Spiegel, eine horizontale Röhre und in einiger Entfernun darunter in einer gegen die Axe der Röhre senkrechten Ebene ein horizontale etwas stärkere und längere Magnetnadel vom Moment M be festigen[1]). Legt man in die Röhre Magnetnadeln vom Moment M_1 ein ist die Ablenkung des Systems aus dem magnetischen Meridian φ, s ist $M_1 = M \, tg \, \varphi$. Legt man die Nadeln in der Röhre um, so kann ma das Mittel der Beobachtungen nehmen und so die Abweichung der Nei gung ihrer Axen gegen die der unteren Nadel von 90° compensiren.

436 5. Man kann auch die Körper an den einen Arm einer elektroma netischen Wage hängen und durch Gegengewichte die Kraft bestimme mit der sie in eine unterhalb aufgestellte, vom Strom durchflossene co axiale Spirale hineingezogen werden. Bei permanent magnetisirten Kö pern, z. B. magnetisirten Stahlstäben, entstehen indess durch die vo der Spirale selbst ausgehende temporäre Magnetisirung derselben U genauigkeiten, und ausserdem ist bei verschieden langen und dick Stäben die Wirkung auf beide Pole nur durch eine complicirte Rec nung zu finden. Für temporär magnetisirte Körper, z. B. Eisenstä welche unter Einfluss der Spirale selbst magnetisch werden, gilt derse Umstand; die magnetisirende Wirkung auf ihre verschiedenen Punk ist sehr verschieden, so dass man nur bei gleicher Stellung gegen d Spirale mit Sicherheit die Zunahme ihres magnetischen Momentes M m der Zunahme der Intensität I des Stromes in der Spirale vergleich kann. Die zum Festhalten der Stäbe in ihrer Lage erforderlichen G wichte G sind dann

$$G = const \, M \, . \, I.$$

437 6. Man legt die Körper in eine Drahtspirale ein, deren Enden m einem Galvanometer verbunden sind. Man erregt den Magnetismus d Körpers plötzlich durch irgend eine magnetisirende Kraft, welche in d Richtung der Axe der Spirale wirkt, z. B. durch einen galvanisch Strom, welchen man durch eine der ersten Spirale conaxiale zw Magnetisirungsspirale leitet. In der ersten Spirale entsteht ein mo taner Inductionsstrom, durch welchen die Nadel des Galvanomet gelenkt wird. Dieser Strom, dessen Intensität I_a sei, ist aus zwei

[1]) Bouty, Thèses de Docteur, No. 360, Paris 1874*.

zusammengesetzt: einmal aus einem Strom von der Intensität I, welcher proportional ist der Intensität i des durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Stromes, und einem Strom von der Intensität I_I, welcher proportional ist dem im magnetisirten Körper in der Richtung der Axe der Spirale erzeugten temporären magnetischen Moment M.

Wir haben demnach

$$I_a = I + I_I = const\ i + Const\ M.$$

Beobachtet man vor diesem Versuch direct die Intensität I des Inductionsstromes, wenn der magnetisirende Strom plötzlich durch die Magnetisirungsspirale geleitet wird, ohne dass der magnetisirte Körper sich in ihr befindet, so ist $I = const\ i$, also $Const. M = I_a - I$.

Hebt man nach dem Magnetisiren des der Einwirkung der Magnetisirungsspirale unterworfenen Körpers den Strom plötzlich auf, so entsteht wiederum ein dem ersten entgegengesetzter Inductionsstrom von der Intensität I_b, der zusammengesetzt ist aus dem beim Verschwinden des Stromes der Magnetisirungsspirale inducirten Strom von der Intensität I, den man vor dem Einlegen des magnetisirten Körpers direct bestimmen kann, und aus einem Inductionsstrom, welcher durch Verschwinden eines Theiles M_v des magnetischen Momentes des Stabes inducirt ist. Man hat dann

$$Const\ M_v = (I_b - I).$$

Der Werth M_v entspricht der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Stabes oder dem verschwindenden Moment.

Dabei ist indess wiederum zu beachten, dass bei dem plötzlichen Oeffnen des Stromes das permanente Moment ein anderes wird, als bei langsamem Oeffnen.

Zur Bestimmung des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines magnetischen Körpers, z. B. der verschiedenen Querschnitte eines longitudinal magnetisirten Stabes, kann man im Wesentlichen dieselben Methoden, wie zur Bestimmung des magnetischen Momentes des ganzen Körpers verwenden. 438

Einmal kann man über die verschiedenen Stellen des magnetisirten Stabes eine kurze Drahtrolle schieben, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden sind. Ist der Stab mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, so entspricht ganz analog, wie in §. 437, der beim Schliessen und Oeffnen des sie durchfliessenden Stromes in der kurzen [illegible] inducirte Strom im ersten Falle nach Abzug der beobachteten [illegible]irenden Wirkung der Spirale für sich dem erzeugten temporären magnetischen Moment des unter ihr befindlichen Theiles des Stabes, im letzten Falle dem verschwindenden Moment des[illegible]n.

Man kann auch die kurze Drahtrolle auf die verschiedenen
des temporär oder auch permanent magnetisirten Stabes schiebe
sie dann plötzlich ganz von dem Stabe hinunterziehen. Der Indu
strom bildet sich gerade ebenso, wie wenn die unter der Drahtr
ihrer ersten Lage befindlichen Theile des Stabes plötzlich unmagn
geworden wären; er entspricht also wiederum dem magnetis
Moment derselben.

Wir setzen hierbei voraus, dass die in der Inductionsspirale e
ten Ströme dem Moment des in der Mitte derselben befindlichen
chens proportional sind. Um dieser Voraussetzung möglichst z
sprechen, muss die Spirale recht kurz sein und sich genau dem Um
des Stabes anschliessen. Da sich indess die Momente der Theilch
Stabe von Ort zu Ort, und zwar nicht immer in demselben Verh
ändern, so ist obige Voraussetzung nur annähernd richtig. Falle
es gewöhnlich eintritt, die Momente von der Mitte eines Stabes
beiden Seiten ab, so ist der Inductionsstrom bei Abschieben der S
von dem mittleren Theil desselben schwächer, als dem Moment de
telsten Theilchens entspricht. Wird die Spirale mehr nach den
des Stabes hingeführt, so wirken die gegen die Mitte desselben
genden Theile stärker, als die den Enden zuliegenden Theile. Bei
seiner ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale bed
Eisenstab lässt sich nachweisen, dass hierbei die aus den Beobacht
abgeleiteten Momente, d. h. die Intensität der Inductionsströme
die wirklichen Momente der in der Mitte der Spirale befindliche
mente des Stabes um so kleiner ausfallen, je weiter man gegen da
des Stabes vorrückt [1]).

---

[1]) Ist die Länge der Molecularmagnete Δy, liegt einer derselben
stand y von der Mitte der um den Stab gelegten Drahtwindung, der
fernung von der Mitte des Stabes c, deren Radius r ist, so ist die bei
schwinden seines magnetischen Momentes $\mu \Delta y$ inducirte elektromotorisch
(vergl. das Capitel Induction)

$$E = k \mu \Delta y \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + y^2}^3},$$

wo wir die, die höheren Potenzen der sehr kleinen Grösse Δy entha
Glieder vernachlässigt haben und k eine Constante ist. Nach den späte
wähnenden Versuchen kann man annähernd das Moment der Molecular
des betrachteten Stabes $m = \mu \Delta y = a - b\,(c + y)^2$ setzen, wo a
Constante sind, $c + y$ der Abstand des Molecularmagnetes von der M
Stabes ist. Das Moment eines um $-y$ von der Mitte der Induction
entfernten Molecularmagnetes ist $m_1 = a - b\,(c - y)^2$, also die durc
zugleich in der Spirale inducirte elektromotorische Kraft

$$E_1 = 2k\,(a - b c^2 - b y^2) \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + y^2}^3}.$$

Wollen wir die inducirende Wirkung aller vor, hinter und in der
windung liegenden Molecularmagnete bestimmen, so haben wir in die
druck nach einander für y resp. Δy, $2 \Delta y \ldots s \Delta y$ bis zu so grossen W
von $s \Delta y$ zu setzen, dass die Inductionswirkung der ferner liegenden Mo

Der an den einzelnen Stellen des Stabes aufgehäufte freie Mag- 439
tismus ergiebt sich unmittelbar aus den Bestimmungen des Momen- der einzelnen Theile. Nach §. 373 ist er gleich dem Differential-otienten des letzteren nach der Länge des Stabes.

Verschiebt man eine kleine über einen Stab gesteckte Inductions-rale um eine kleine Länge, so entspricht der dabei erzeugte Induc-nsstrom der Differenz der Momente in den beiden extremen Lagen r Spirale, d. h. er ist proportional dem freien Magnetismus zwischen nen.

Man kann auch auf die verschiedenen Stellen des Stabes von der te eine kleine mit einem Spiegelgalvanometer verbundene Spirale auf-en und sie plötzlich entfernen. Der Ausschlag am Galvanometer ist portional dem Potential aller freien Magnetismen auf die Spirale, resp. Vernachlässigung der Wirkung der ferner liegenden Theile dem freien gnetismus an der betreffenden Stelle [1]).

Befestigt man in der kleinen Spirale ein kurzes dünnes Eisenstäb- 440
n, welches man direct, oder etwa unter Zwischenlegung eines dünnen ttes Papier auf die verschiedenen Stellen des magnetischen Stabes setzt, so ist auch das Moment jenes Stäbchens dem freien Magnetis- daselbst, wenn auch nur sehr angenähert, proportional. Die beim eissen des Stäbchens mit der Spirale von dem Magnetstabe in letz-r erzeugten Inductionsströme sind wie bei der vorigen Methode den en Magnetismen annähernd proportional, nur viel intensiver, aber h weniger genau.

Statt dessen kann man auch das Eisenstäbchen oder ein Eisenkügel- allein an der einen Seite einer Wage aufhängen, auf die einzelnen llen des Magnetes wie vorher aufsetzen und die Gewichte bestimmen, che auf die andere Seite der Wage gelegt werden müssen, um das chen abzureissen. Dieselben sind dem Quadrate des freien Magnetis- an jenen Stellen, indess auch nur sehr angenähert, proportional.

---

nte zu vernachlässigen ist, die Ausdrücke zu summiren und dazu die In-nswirkung des in der Mitte der Drahtwindung liegenden Molecularmag- $k(a - b c^2)/r$ zu addiren. Wir erhalten

$$= k\,(a - b c^2)\left[\left(\frac{1}{r} + 2 r^2 \sum \frac{1}{\sqrt{r^2 + y^2}^3}\right) - \frac{2 r^2 b}{a - b c^2} \sum \frac{y^2}{\sqrt{(r^2 + y^2)}^3}\right].$$

Das erste Glied in der Klammer ist in Bezug auf c, d. h. den Abstand der le von der Mitte des Stabes constant, das zweite wächst mit wachsendem c, wird die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes gegen das Ende des s relativ immer kleiner gegen den $a - b c^2$ proportionalen Werth, den halten müsste, wenn sie dem Moment des in der Mitte der Spirale liegenden ularmagnetes entspräche. Am äussersten Ende müssen die Werthe wieder ausfallen, da dort ein plötzlicher Abfall des magnetischen Momentes eintritt. G. Wiedemann, Pogg. Ann. 117, p. 223, 1862*. Vergl. thlauf, Pogg. Ann. 116, p. 592, 1862.
owland, Sillim. J. [3] 10, p. 14, 1875*.

441 Die letzten beiden Methoden leiden an dem grossen Uebelst dass durch die Rückwirkung des magnetischen Eisenstäbchens in Magnetstab eine wesentliche Veränderung der Vertheilung des netismus hervorgerufen wird, um so mehr, als die wesentlich axi richteten Theilchen des Magnetes hierbei durch den Magnetismu Stäbchens von der Seite her, also wo die Wirkung am intensivst abgelenkt werden. Diese Methoden können also kaum irgendwie z lässige Resultate geben[1]).

Noch mehr wird die Vertheilung des Magnetismus geändert, man auf den horizontal liegenden Magnet einen Quecksilbertropfen b durch ihn und den Magnet einen schwachen Strom leitet und a Stärke der Rotation des Tropfens, die man durch Bestäuben mit podium sichtbar macht, die Stärke des freien Magnetismus schätzt. Magneten mit Folgepunkten u. s. f. kann man hierdurch in qualit Weise die Vertheilung des Magnetismus demonstriren[2]).

442 Man kann ferner die Vertheilung des freien Magnetismus eines netstabes bestimmen:

1) indem man ihn mit seiner Axe vertical aufstellt und in der ihn gelegten magnetischen Nordsüdebene eine Magnetnadel dich verschiedenen Stellen desselben schwingen lässt. Um dabei die Ei kung auf den von dem Stabe abgelegenen Pol zu neutralisiren, kann die Nadel an der Seite desselben durch ein Metallstäbchen mit G gewicht verlängern und so aufhängen, dass ihre Drehungsaxe durch Pol geht. Durch Belastung der Nadel von unten wird eine seitliche schiebung derselben durch die Anziehung seitens des Magnetes verm Bestimmt man die Schwingungszahlen der Nadel N und N_1, erst nur Einfluss des Erdmagnetismus und dann bei Annäherung des vert Stabes, und nimmt man an, dass nur die der Nadel zunächst lieg Theile auf sie wirken, so ergiebt sich der freie Magnetismus da proportional dem Werthe $N_1^2 - N^2$.

2) Man kann auch den verticalen magnetischen Stab in verschie Höhe von Ost oder West her dem einen Pole der Nadel nähern und Ablenkung α bestimmen, wo dann die Wirkungen der der Nadel zu liegenden Stellen des Stabes dem Werthe $tg\,\alpha$ proportional sind.

3) Ferner kann man die an einem Faden hängende hori Magnetnadel unten durch ein angehängtes Gewicht beschweren, u so den verschiedenen Stellen des horizontal hingelegten Stabes n Ihr einer Pol wird zum Stabe hingezogen und die Nadel folgt mi Masse dieser Anziehung. Man bestimmt aus dem Winkel φ, u der Aufhängungsfaden aus der Verticale abgelenkt wird, die Wi

---

[1]) Eine angenäherte Berechnung hierüber siehe Bouty, Compt. re p. 836, 1876*. — [2]) Agostini, Natura 3, p. 547, 1879*; Beibl. 4, p. 147

der dem Magnetpol gegenüberliegenden Stelle des Stabes auf letzteren. Dieselbe ist wiederum proportional $tg\,\varphi$.

4) Endlich kann man den Stab in horizontaler Lage in der magnetischen Ostwestrichtung festlegen und neben ihm und ihm parallel eine Declinationsnadel verschieben. Ihre Ablenkung giebt ein Maass für die Wirkung des Stabes.

Alle diese Methoden liefern sehr unreine Resultate. Befindet sich der eine Pol der Nadel bei der ersten und dritten Methode so nahe an dem verticalen Magnetstabe, dass man nur die Wirkung der unmittelbar neben dem Pole der Nadel liegenden Stellen des Stabes zu berücksichtigen braucht, so vertheilt die Nadel selbst durch ihren Magnetismus in dem Stabe von freiem Magnetismus oder dreht die Molecularmagnete desselben, so dass die beobachtete Kraft zu gross wird.

Ist die Nadel weiter von dem Stabe entfernt, so erhält man bei den vier Methoden die Resultate der Wirkungen aller auf dem Stabe befindlicher freier Magnetismen auf dieselbe, welche in verschiedenen Entfernungen und Richtungen auf die Pole der Nadel wirken. Die Berechnung der Vertheilung der freien Magnetismen ist selbst bei vielfachen Beobachtungen in verschiedenen Entfernungen der Nadel von dem Stabe sehr schwierig[1]).

[1]) Wir wollen nur die Wirkung auf den einen Pol der Nadel ns, Fig. 216, betrachten, dieselbe also sehr lang annehmen. Ist der Abstand dieses Poles vom Magnete $nB = r$, die Entfernung des Punktes B von der Mitte A des Magnets $AB = c$, ist der freie Magnetismus an der um y von A entfernten Stelle E des Stabes gleich $\mu_1 = f(y)$, so ist die Wirkung desselben auf den Pol n, dessen freier Magnetismus gleich μ sei, gleich

Fig. 216.

$$\frac{\mu f(y)}{r^2 + (c-y)^2},$$

und die Componente dieser Wirkung in der Richtung Bn gleich

$$C = \mu f(y) \cdot \frac{r}{[r^2 + (c-y)^2]^{3/2}}.$$

Die Componente parallel dem Magnetstabe ist gleich

$$D = \mu f(y) \frac{c-y}{[r^2 + (c-y)^2]^{3/2}}.$$

Um die Gesammtwirkung aller Theile des Stabes auf die Nadel in beiden Richtungen zu erhalten, sind diese Ausdrücke über die ganze Länge $2L$ des Stabes von $y = -L$ bis $y = +L$ zu integriren.

Bei den Methoden 1 bis 3 wirkt im Wesentlichen nur die erste Componente auf die Nadel. Bei der Methode 1 schwingt die Nadel dann unter Einfluss ... Componente und der horizontalen Componente H des Erdmagnetismus. ...s der zweiten Methode der Pol n der Nadel östlich oder westlich von ...be und ist sie um den Winkel α abgelenkt, so ist $C = H\,tg\,\alpha$.

... der vierten Methode addirt sich die gegen den Stab normale Compo... ...zu dem in gleicher Richtung wirkenden Erdmagnetismus. Ist die dem ...parallele Componente D, und ist die Ablenkung der Nadel β, so wird

$$(C + H)\,tg\,\beta = D.$$

443 Endlich kann man den freien Magnetismus eines Körpers a schiedenen Stellen bestimmen, indem man die Kraft misst, welche derlich ist, um die Theilchen desselben an diesen Stellen von ein zu reissen. Um dabei von den die Theile zusammenhaltenden Cohä kräften unabhängig zu sein, bildet man den Körper gleich von vo ein aus zwei an einer Stelle sorgfältig an einander geschliffenen u einander gelegten Stücken und magnetisirt das so geformte Syste Ganzes in irgend einer Weise, sei es temporär oder permanent. Di Abreissen des einen Stückes vom anderen erforderliche Kraft kann durch Gewichte messen, welche man darauf wirken lässt. Es die bei gewissermaassen als Anker des als Magnet zu betrachtenden an Stückes, und die gemessene Kraft ist die „Tragkraft“ des Sy Nehmen wir, wie es wohl wahrscheinlich ist, an, dass die Molecül magnetischen Körper selbst gegen ihre Molecularabstände von ein verschwindend kleine Dimensionen haben, befinden sich in linearen magnetisirten Stabe zwei Molecüle NS und $N_1 S_1$, Fig. deren Mittelpunkte den Abstand r besitzen, deren Länge $2a$, magnetische Fluida $\pm \mu$ sind, so ist die Anziehung derselben:

$$\frac{\mu^2}{(r-2a)^2} + \frac{\mu^2}{(r+2a)^2} - \frac{2\mu^2}{(r)^2}$$

oder mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthalt Glieder

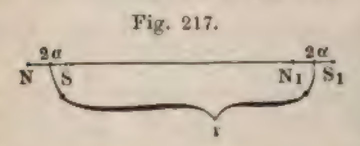
$$24\,\frac{\mu^2 a^2}{r^4}.$$

Das magnetische Moment jedes Molecüls ist aber $M = 2\mu a$, s die Anziehung wird

$$A = 6\,\frac{M^2}{r^4}.$$

Sind also die beiden, an den Molecülen NS und $N_1 S_1$ endig Hälften des Stabes nicht durch Cohäsionskräfte verbunden, sonder an einander gelegt, so entspricht die zur Trennung derselben erf liche Kraft, d. i. die Tragkraft beider Hälften gegen einander, Quadrate des magneti Momentes der Theile des S an der Trennungsstelle. Hier die Einwirkung der von der nungsstelle entfernter liegende lecüle auf einander vernachl

Fig. 217.



Bei Körpern, welche eine grössere Queraussdehnung haben und an einer Stelle durchschnitten sind, ist die zum Trennen beider Theile derliche Tragkraft gleich der Summe der Quadrate der magneti Momente aller einander berührender Theilchen an der betreffenden S

Bei der praktischen Ausführung bietet diese Methode insofern grosse Ungenauigkeiten und liefert Resultate, welche von den oben angeführten häufig abweichen, als man die Entfernung niemals genau gleich gross machen kann, um welche die an einander gelegten Theile der Hälften von einander abstehen, und dann ihre Wechselwirkung sich ändert. Auch trennen sich die an einander gelegten Hälften nie gleichzeitig mit ihrem ganzen Querschnitt. Man erhält so bei verschiedenen Körpern schwer vergleichbare Resultate.

Bestimmt man unter Zwischenschaltung eines gewissen Abstandes die „Anziehung“ eines Magnetstabes gegen einen zweiten, in seiner Verlängerung liegenden Magnetstab oder geradlinigen Eisenstab, so werden die Erscheinungen noch complicirter, da nun nicht nur die Wirkung der einander berührenden magnetischen Molecüle allein zu berücksichtigen ist.

Endlich ist noch die Lage der Pole der Magnetstäbe zu be- 444
stimmen.

Ist das Moment des mittelsten Elementes von der Länge Δx eines Stabes gleich m_1, das Moment des ganzen Stabes M, so ist nach §. 376 der Abstand der Pole

$$l = \frac{M}{2\,m_1}\,\Delta x.$$

Misst man also durch eine kurze Inductionsspirale das Moment m_1 der kurzen Strecke Δx in der Mitte des Stabes, sowie das Moment M des ganzen Stabes, so erhält man aus dieser Formel direct den Polabstand l.

Auch wenn man nach einer der oben angegebenen Methoden die Vertheilung des freien Magnetismus in der Richtung der Axe des Stabes bestimmt hat, kann man nach der §. 377 erwähnten Methode die Pole als Fusspunkte der Ordinaten der Schwerpunkte der die freien Magnetismen darstellenden Flächen auf der Axe des Stabes als Abscissenaxe graphisch bestimmen.

Man kann zu dieser Bestimmung auch die folgenden, freilich nur 445
genäherte Werthe liefernden Methoden verwenden.

Nach §. 428 ist das Moment M eines im Abstande r in ostwestlicher Richtung vor einer Magnetnadel liegenden Magnetstabes, wenn die Ablenkung der Magnetnadel gleich α ist

$$M = \frac{1}{2}\,Hr^3\left(1 - 2\,\frac{l^2}{r^2}\right) tg\,\alpha.$$

Bestimmt man bei mehreren Abständen r die Ablenkungen α der

Nadel, so kann man aus den erhaltenen Gleichungen l nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnen[1]).

Indess wird hierbei wiederum vorausgesetzt, dass man die Wirkung des Magnetstabes in seinen Polen concentrirt denken kann. Da dies um so richtiger ist, je grösser r gegen l ist, so würden die Bestimmungen von l bei grösseren Abständen des Magnetstabes von der Nadel genauer ausfallen, wenn nicht dann wiederum l^2/r^2 immer kleiner und $tg\,\alpha$ immer mehr r^3 umgekehrt proportional würde.

446 Pouillet[2]) bestimmt die Lage der Pole eines Stabes und die freien Magnetismen desselben in einer etwas anderen Weise, analog dem Princip der Strommessung durch die Sinusbussole, indem an einer Bussole durch horizontal darüber gespannte Seidenfäden die Richtungen bezeichnet wurden, welche auf zweien Ablenkungen α und α_1 (10 und 40°) der Nadel aus ihrer Ruhelage senkrecht stehen. Der Nadel gegenüber wird der zu untersuchende Magnetstab so hingelegt, dass seine horizontale Axe in die oben bezeichneten Richtungen fällt; der Stab wird mit seiner Mitte so weit, um r und r_1, von der Nadel entfernt, bis dieselbe die Ablenkungen α und α_1 zeigt, also mit ihrer Axe auf der Axe des Stabes senkrecht steht.

Sind die Polabstände des Stabes und der Nadel l und l_1, die freien Magnetismen derselben μ und μ_1, ist H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so folgen die analogen Formeln wie dort, nur dass $tg\,\alpha$ durch $sin\,\alpha$ ersetzt ist. So wird

$$H\sin\alpha = \mu\left(\frac{l}{(r-l)^2} - \frac{l}{(r+l)^2}\right);$$

$$H\sin\alpha_1 = \mu\left(\frac{l}{(r_1-l)^2} - \frac{l}{(r_1+l)^2}\right).$$

Wird $r\sin\alpha_1 / r\sin\alpha = \varrho^2$ gesetzt, so folgt

$$l^2 = \frac{r^2 - \varrho^2 r_1^2}{1-\varrho}$$

und

$$\mu = H\sin\alpha\,\frac{(r^2-l^2)^2}{4rl}.$$

447 Die Methode von Pouillet zur Bestimmung der Lage der Magnetpole ändert Benoit[3]) in der Weise ab, dass er einen Magnetstab I b…

[1]) Vergl. Lambert und Kupfer, Gehler's Wörterbuch [2] 6. Lamont, Magnetismus p. 297*. Volpicelli, Compt. rend. 64, p. 119… Most, Pogg. Ann. 136, p. 137, 1869*. Schneebeli, Progr. d. Polyt. 1871 u. 1872*; Pogg. Ann. Ergzbd. 6, p. 141*. — [2]) Pouillet, Comp… 67, p. 853, 1868*. — [3]) Benoit, Compt. rend. 84, p. 76, 1877*; … p. 125*.

zontal aufhängt, conaxial zu demselben darunter einen zweiten Stab II hinlegt und ihn so lange dreht, bis seine Axe auf der des ersten Stabes senkrecht steht.

Ist H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, sind $2l_{\text{I}}$ und $2l_{\text{II}}$ die Polabstände beider Magnete, ist d ihr Verticalabstand, μ_{II} der freie Magnetismus des Magnetes II, bildet die Axe des abgelenkten Magnetes I mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ, also die von II den Winkel $90^0 + \varphi$, so ist

$$H \sin\varphi = 2\mu_{\text{II}} l_{\text{II}} (d^2 + l_{\text{I}}^2 + l_{\text{II}}^2)^{-3/2}.$$

Stellt man die Versuche bei zwei verschiedenen Abständen d der Magnete an, so kann man aus den erhaltenen zwei Gleichungen $l_{\text{I}}^2 + l_{\text{II}}^2$ ableiten. Werden dieselben Versuche unter Anwendung des Stabes I und eines dritten Stabes III, sowie unter Anwendung der Stäbe II und III wiederholt, so kann man auch die Werthe $l_{\text{I}}^2 + l_{\text{III}}^2$ und $l_{\text{II}}^2 + l_{\text{III}}^2$ und somit die einzelnen Werthe von l_{I}, l_{II} und l_{III} bestimmen. Zugleich erhält man die Werthe μ.

Die §. 445 erwähnten Fehlerquellen betreffen die Methoden von ouillet und Benoit in gleicher Weise[1]).

Eine andere, weniger allgemein anwendbare und umständlichere 448
ethode ist die, dass man denselben Strom durch eine Spiegelbussole

[1]) Man hat geglaubt, die Lage der Pole eines Magnetstabes bestimmen zu können, indem man ihn in ostwestlicher Richtung horizontal hinlegte und neben ihm ine in seiner Horizontalebene schwingende Magnetnadel verschob, bis sie nicht ehr aus dem Meridiane abgelenkt wurde. In der Verlängerung der Nadel llte dann der Pol liegen. Indess ist die Einstellung der Nadel in den Meria nur ein Beweis, dass bei der betreffenden Entfernung der Nadel vom agnetstabe die Resultante aller von seinen einzelnen Stellen auf die Magnetadel wirkenden Kräfte in den Meridian fällt. In verschiedenen Entfernungen r r Nadel vom Magnet tritt dies an sehr verschiedenen Stellen ein. Ist r klein, wirken hauptsächlich die der Nadel zunächst liegenden Stellen des Stabes. Da a meist gegen seine Enden hin der freie Magnetismus stark steigt, so muss an die Nadel diesen Enden ziemlich stark nähern, damit ihre Ablenkung D m dem Meridiane Null ist. Bei weiterer Entfernung muss man die Nadel hr gegen die Mitte des Stabes schieben, da die Wirkungen der weiter entnten Stellen des Stabes hinzutreten. Bei noch weiterer Entfernung tritt h die Wirkung des von der Nadel abgewendeten Poles der Nadel störend auf; muss sie wieder dem Ende des Stabes nähern, um $D = 0$ zu erhal- (vergleiche diese Annahme von Dub, Pogg. Ann. **115**, p. 220, 1862*, d die Entgegnung von G. Wiedemann, Pogg. Ann. **117**, p. 229, 1862*). nowenig findet man die Pole, wenn man einen Magnetstab bifilar horizonl aufhängt, so dass sein einer Pol etwa zwischen die Aufhängefäden fällt, und der durch den Stab gelegten Horizontalebene einen kleinen zum Stabe senkht gerichteten Magnet dem Stabe parallel verschiebt, bis der Stab das Maxim der Ablenkung zeigt (Petruschefsky, Pogg. Ann. **152**, p. 42, 1874*, p. 388, 537, 1873*). Die Verlängerung des seitlichen Magnetes trifft je der Entfernung sehr verschiedene Stellen des Stabes. Einen ganz ähn Fehler begeht man, wenn man einem auf zwei Korken schwimmenden von oben her einen unten zugespitzten verticalen Eisendraht nähert, bis Spitze einen Punkt der Nadel berührt (F. G. C. Müller, Pogg. Ann. **154**, 74, 1875*). Dieser ist durchaus nicht der Pol der Nadel.

und eine gewöhnliche Tangentenbussole fliessen lässt, deren Nadel durch den zu untersuchenden Magnetstab ersetzt ist. Die Abweichungen von dem Tangentengesetz bei den Ablenkungen des Magnetstabes, in dessen Polen die Wirkung des Stromes concentrirt gedacht werden kann, geben dann auch ein indirectes Maass für die Lage jener Pole [1]).

Auch hier treten ähnliche Fehlerquellen auf, wie bei der ersten Methode. Da die am stärksten mit freiem Magnetismus versehenen Theile der Nadel am weitesten aus dem Centrum enfernt liegen, also die Wirkung auf dieselben relativ am kleinsten ist, so wirkt das resultirende Drehungsmoment des Kreisstromes an Punkten der Nadel, die der Mitte näher liegen, als die Pole, an denen der Erdmagnetismus angreift. Die Berechnung wird demnach sehr complicirt.

Das Gleiche gilt von der Methode, einen Magnetstab durch eine Spirale in etwas verschiedenen Lagen anziehen oder abstossen zu lassen und daraus die Lage der Pole zu bestimmen [2]).

449 Befindet sich eine Magnetnadel in endlicher Entfernung von einem Magnetstabe und wird die erstere so verschoben, dass ihr Mittelpunkt auf einem durch einen beliebigen Punkt des Stabes gezogenen Radius vector verbleibt, so kann man nach Riecke [3]) die Wirkung des Stabes durch ein System zweier resp. nord- und südpolarer „äquivalenter Punkte“ ersetzen, deren Lage sich indess mit der Richtung des Radius vector ändert. Das Moment des Linearmagnetes zwischen den äquivalenten Polen ist das gleiche, wie das wirkliche Moment. Diese Berechnungen haben wesentlich mathematisches Interesse.

Der Versuch, die Arbeit bei der Bewegung eines weichen Eisencylinders von der Mitte eines Magnetstabes bis zu seinen freien Magnetismus enthaltenden Enden, resp. das Product des Gewichtes des Eisencylinders mit dem durchlaufenen Wege, dividirt durch die Zeit der Bewegung als ein neues Maass des Magnetismus in sogenannten „Magnetics“ einzuführen, ist nicht zu empfehlen [4]).

---

[1]) Vergl. Riecke, Göttinger Nachr. 22. Mai 1872*; Pogg. Ann. 149, p. 6.. 1873*. — [2]) Cazin, Compt. rend. 72, p. 682, 1871*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] 28, p. 145, 1873*. — [3]) Riecke, Wied. Ann. 8, p. 299, 1879*. — [4]) Vergl. Trève und Durassier, Compt. rend. 83, p. 857, 1876*.

4. Abhängigkeit der temporären und permanenten Magnetisirung nicht in sich geschlossener Magnete von der magnetisirenden Kraft.

a. Experimentelle Resultate.

Die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momen- 450
es eines Eisenstabes von der Intensität der magnetisirenden Kraft ist zuerst genauer von Lenz und Jacobi[1]) untersucht worden. ie Magnetisirung geschah durch Einwirkung eines galvanischen Stromes.

Der magnetisirende Strom wurde zuerst durch die beiden Spiralen ner elektromagnetischen Wage nach ihrer von Lenz und Jacobi ver-sserten Construction geleitet, und seine Intensität durch Bestimmung r Gewichte, welche erforderlich waren, um die Wage einzustellen, ge-essen. Der Strom floss sodann durch Leitungsdrähte zu einer Draht-irale, welche aus einer beliebigen Anzahl von 1 bis 6 über einander schobenen Spiralen von je 79 Windungen und von 2″ bis 3,7″ Durch-esser zusammengesetzt werden konnte. In dieselbe wurden die zu gnetisirenden Eisencylinder gelegt, welche 8″ lang waren und resp. , 1, $1^1/_2$, $2^1/_2$ und 3″ Durchmesser hatten. Die Spirale stand 20 Fuss n der Wage ab, so dass der in ihr erregte Magnetismus keinen Ein-ss auf die Magnete der Wage ausüben konnte. — Um den sogenann- totalen, in den Eisencylindern entstandenen Magnetismus, also ihr nporäres Moment zu messen, wurde die dieselben umgebende Spirale h mit einer zweiten gleichen Spirale umgeben, deren Enden durch tungsdrähte mit einem 15 Fuss von der Spirale entfernten Galvano-ter verbunden waren, und in der beim Schliessen und Oeffnen des gnetisirenden Stromes ein Inductionsstrom entstand.

Lenz und Jacobi setzen die Intensität dieses inducirten Stromes m beim Aufheben der Magnetisirung verschwindenden freien Magne-mus der Theilchen des Magnetes unter der Inductionsspirale propor-nal. Wie wir indess §. 437 angeführt haben, entspricht dieselbe dem gnetischen Moment der Stäbe. — Zuerst wurde kein Eisenkern in Spirale gebracht und die Ablenkung φ der Nadel des Galvanometers im Oeffnen des durch die Spirale geleiteten Stromes beobachtet. Die tensität i desselben entsprach dem Werth $i = const\ (1 - \cos\varphi)$. urde dasselbe Verfahren bei Einlegen des Eisenkerns angewendet, so gte der inducirte Strom jetzt eine andere Intensität i_1. Die Differenz — i ist proportional dem beim Oeffnen der Schliessung verschwunde-

[1]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. 47, p. 225, 1839*.

nen Magnetismus des Eisenkernes. Der zurückbleibende permanen Magnetismus war hierbei sehr klein. Nachdem man sich von d Fehlerquellen befreit hatte, welche in Folge der temporären Magne sirung der an der Wage hängenden Stahlstäbe durch die unter ihn befindlichen, vom Strom durchflossenen Spiralen entstanden, ergab si bei den sechs Eisencylindern, dass das temporäre magnetische M ment der Intensität der magnetisirenden Ströme proporti nal ist.

Die Intensität der letzteren wurde im Verhältniss von 4 : 33 geände

451 Wurde ferner ein Eisencylinder gleichzeitig mit zwei gleich lang verschieden dicken, übersponnenen Kupferdrähten von 0,06″ und 0,007 Durchmesser bewickelt, und durch beide Drähte in entgegengesetzt Richtung hinter einander der Strom geleitet, so zeigte das Eisen nic eine Spur von Magnetismus. Auch war bei dem §. 437 beschrieben Verfahren der beim Aufhören der Magnetisirung eines auf die eben b schriebene Weise mit Kupferdrähten umwundenen Eisencylinders einer Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom ganz gleich sta mochte der magnetisirende Strom bei gleicher Stromintensität durch d einen oder anderen Draht geleitet worden sein. Dasselbe ergab si als der eine Draht durch einen gleich langen Streifen von Kupferbl ersetzt wurde.

Die temporäre Magnetisirung ist also von der Dicke d Drahtes der magnetisirenden Spirale unabhängig.

452 Wurde der Eisenkern von $1^1/_2$″ Dicke (§. 450) durch die sechs v schieden weiten Spiralen unter Anwendung gleich starker magnetisir der Ströme magnetisirt, so ergab die Messung der Inductionsströme jedesmaligen Magnetismen:

Durchmesser der Spirale	2″	2,3″	2,6″	2,9″	3,3″	3,7″
Magnetismus	133	131	129	125	121	122

Die temporäre Magnetisirung ist also von der Wei der Windungen der magnetisirenden Spirale unabhäng

Dieses Resultat folgt auch aus den §. 212 entwickelten Sät wenn der Durchmesser der Spirale gegen ihre Länge klein ist.

Bei weiteren Spiralen ist der Magnetismus etwas kleiner, als di Gesetz erfordert, da die von denselben, namentlich auf die Enden d Stäbe ausgeübte Scheidungskraft ein wenig geringer ist, als die d engeren Spiralen. Wurde also z. B. ein 8″ langer Eisenstab in die v über einander geschobenen Spiralen von 2,3 und 2,6, von 3,3 und 3 Durchmesser und von je 79 Windungen gelegt, der Strom hinter e ander durch die beiden ersten in der einen, durch die beiden ande in der entgegengesetzten Richtung geleitet, so ergab sich beim Öffn

der Leitung ein Inductionsstrom, der eine überwiegende Magnetisirung durch die engeren Spiralen anzeigte.

Wurden die Spiralen auf die Mitte eines drei Fuss langen Eisenstabes geschoben, der auf seiner ganzen Länge von der Inductionsspirale bedeckt war, und der magnetisirende Strom durch je zwei der Spiralen in entgegengesetzter Richtung geleitet, so war die überwiegende Wirkung der engeren Spiralen nicht so bedeutend.

Fig. 218.



Das oben ausgesprochene Gesetz gilt also bei Anwendung einer Spirale mit vielfachen über einander liegen-den Windungsreihen um so mehr, je mehr die äusseren Windungen auf ie mittleren Theile der Eisenstäbe beschränkt bleiben, wenn also die pirale etwa die beigezeichnete Form, Fig. 218, hat.

Wurden mehrere der Spiralen I bis VI gleichzeitig auf den Eisen-ab geschoben, und wurde der Strom bei gleichbleibender Intensität rch eine oder mehrere derselben hinter einander geleitet, so ergab h beim Oeffnen desselben die Intensität des Inductionsstromes: 453

Spiralen	Intensität
I	0,13333 α
I + II	0,26406 „
I + II + IV	0,38895 „
I + II + IV + V	0,51016 „
I + II + III + IV + V	0,63916 „
I + II + III + IV + V + VI	0,76102 „

Mit Berücksichtigung der Unterschiede der magnetisirenden Kraft iter und enger Spiralen ergiebt sich hieraus:

Das temporäre magnetische Moment eines Eisenstabes ist r Summe der durch die einzelnen Windungen der magneti-renden Spirale in ihm erzeugten Momente gleich oder inner-lb gewisser Grenzen auch der Anzahl der Windungen r Magnetisirungsspirale proportional.

Von dem Stoff des Drahtes, durch welchen der magnetisirende Strom 454 sst, ist die Stärke der Magnetisirung eines demselben benachbarten enstabes unabhängig.

So werden nach Davy Eisenstäbe an allen Stellen einer horizon-len Stromschliessung gleich stark magnetisirt, mögen sie sich über oder ter derselben in horizontaler oder neben derselben in verticaler Rich-ng befinden, und mag der Theil der Leitung, über dem die Stäbe lie-n, aus einem festen, kalten oder glühenden Drahte oder einer mit schmolzenem Newton'schen Metall oder Quecksilber gefüllten Röhre

bestehen. — Wenn Röhren, welche mit Wasser und verdünnten Salzlösungen, geschmolzenem Kalihydrat, gefüllt waren, hierbei scheinbar keine Wirkung gaben, so lag dies nur daran, dass die Intensität des Stromes beim Durchgang durch dieselben zu stark geschwächt war [1]).

Wenn ferner v. Feilitzsch [2]) fand, dass bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität Spiralen von gleich viel Windungen von Eisendraht, namentlich wenn sie aus mehrfachen Lagen bestehen, einem eingelegten Eisenstab ein anderes Moment ertheilen, als gleiche Spiralen von Kupferdraht, so ist dies auch nur durch den ganz secundären Umstand bedingt, dass die einzelnen Theile des Drahtes der Eisenspiralen selbst durch den Strom magnetisch werden und nun auf den eingelegten Eisenstab zurückwirken [3]).

In Folge dieser Resultate pflegt man das Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes mit der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale mit dem Namen der magnetisirenden Kraft oder des magnetischen Effectes zu bezeichnen, indem man die magnetisirende Wirkung aller einzelner Windungen der Spirale als gleich annimmt.

455 Giebt man die Richtigkeit dieser Sätze zu, so lässt sich bestimmen, in welcher Weise man eine Kupfermasse von gegebenem Gewicht oder Volumen zu kürzerem und dickerem oder zu längerem und dünnerem Draht ziehen muss, um bei gegebener Länge der Axe und gegebenem Durchmesser der aus demselben zu bildenden Magnetisirungsspirale bei gegebener elektromotorischer Kraft das Maximum der magnetisirenden Kraft zu erhalten. Entsprechend den Betrachtungen des §. 321 muss der Widerstand der Spirale dem Widerstand der Säule und der sonstigen Leitung gleich sein. Die magnetisirende Kraft im Maximum ist dann, wenn der Einfluss der Aenderung der Weite der Windungen vernachlässigt wird, der Quadratwurzel des Drahtgewichtes proportional. Ist also z. B. die Säule aus wenig grossen Elementen gebildet, so muss zur Erreichung des Maximums der Wirkung der Widerstand der Magnetisirungsspirale, also die Windungszahl vermindert und dafür der Draht dicker gewählt werden [4]).

Eine solche Verminderung des Widerstandes kann auch eintreten, wenn zwischen den einzelnen Windungen neben einander leitende Verbindungen stattfinden, so z. B. wenn man, wie unzweckmässiger Weise empfohlen wurde [5]), nicht besponnenen Draht zur Verfertigung der Spiralen verwendet, wo dann der Strom mehrere Windungen neben

---

[1]) Vergl. Davy, Phil. Trans. 1821, p. 7*; Gilb. Ann. 71, p. 225 u. 241*. — [2]) v. Feilitzsch, Galvanismus p. 108, 1865*. — [3]) Aeltere Versuche von dal Negro, Pogg. Ann. 29, p. 473, 1833*, konnten wegen mangelnder Messung der Stromintensität zu keinem sicheren Resultat führen. — [4]) Berechnungen und Versuche hierüber siehe auch du Moncel, Compt. rend. 85, p. 466, 652, 743, 1877*. — [5]) Siehe hierüber du Moncel, Compt. rend. 60, p. 48, 231, 1865*; Dingl. J. 176, p. 164*; Bradley, Dingl. J. 178, p. 202, 1865*.

einander durchfliessen kann. Derartige Spiralen können also in gewissen Fällen eine stärkere magnetisirende Kraft ausüben, als Spiralen mit gut isolirten Windungen; auch kann, wenn zufällig die einzelnen Windungen durch Oxydschichten von einander isolirt sind, in denselben Raum eine grössere Windungszahl, wie von besponnenem Draht, hineingewunden werden, so dass sich auch dadurch in gewissen Fällen die magnetisirende Wirkung vergrössern kann. Exacte und vorher berechenbare Resultate sind dabei indess wegen der Unbestimmbarkeit der Nebenleitungen selbstverständlich nicht zu erzielen [1]).

Das Gesetz, welches sich aus den bisher erwähnten Versuchen er- 456
giebt, dass das temporäre magnetische Moment eines Eisenstabes der auf ihn wirkenden magnetisirenden Kraft direct proportional ist, gilt indess nur sehr annähernd für schwächere magnetisirende Kräfte. Indess auch schon bei diesen bemerkt man zuerst schnelleres Ansteigen der temporären Momente als der magnetisirenden Kraft. Bei stärkeren Kräften nähert sich das Moment einem Maximum. Wir behandeln zunächst diese Annäherung an ein Maximum, welche zuerst von Joule nachgewiesen worden ist.

Joule [2]) stellte geradlinige, 14 Zoll lange Elektromagnete von $^3/_{11}$ und $^7/_{11}$ Zoll im Quadrat Querschnitt, die aus zusammengelegten Eisendrähten gebildet waren, vertical, legte darauf ein Holzbrettchen und hängte über ihnen eben so lange und dicke Stäbe von Eisen oder Eisendraht an dem einen Ende eines Wagebalkens auf. Ein Strom wurde durch die, beide Stäbe umgebenden Spiralen und ein Galvanometer geleitet und das Gewicht bestimmt, welches zum Abreissen derselben von einander erforderlich war. Während in den meisten Fällen das Gewicht dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, was bei directer Proportionalität der Momente mit der magnetisirenden Kraft eintreten muss, zeigte sich in zwei Fällen, bei denen die Elektromagnete dünn und mit doppelten und auch stellenweise dreifachen Lagen von Drahtwindungen versehen, also bei gleich bleibender Stromintensität einer stärkeren magnetisirenden Kraft ausgesetzt waren, eine Abweichung von diesem Gesetz, indem mit zunehmender Intensität die Anziehungen A (in Grains) langsamer wuchsen, als dasselbe erforderte. Die Anziehungen waren bei den beiden Magneten I und II:

I. I	A	A/I^2	II. A	A/I^2
8	410	6,40	667	1,04
12	690	4,79	1170	0,84
16	1000	3,01	1920	0,75
24	1460	2,53	3500	0,61

---

1) Vgl. Dub, Kritik hierüber, Pogg. Ann. 127, p. 237, 1866*. — 2) Joule, Annals of El. 4, p. 131, May 28, 1839; Phil. Mag. [4] 2, p. 310*.

457 Auf eine andere Weise hat J. Müller[1]) diese Annäherung des ma netischen Momentes an das Maximum im weichen Eisen nachgewies indem er eine horizontale Magnetisirungsspirale in der magnetisch Ostwestlage einer Magnetnadel gegenüberstellte. Die Spirale besta aus zwei über einander gelegten Spiralen von 408 und 372 Windunge deren Längen 532 mm und 482 mm betrugen. Durch die Spiralen wu den Ströme geleitet, deren Intensität an der Tangentenbussole abgeles war, und die Ablenkungen α der Nadel bestimmt. Sodann wurden i die Spirale Eisenstäbe von 560 mm Länge und 9, 12, 15, 44 mm Dick eingeschoben, und die Ablenkungen α_1 der Magnetnadel wiederum be stimmt. Das Moment m der Stäbe folgt dann aus der Formel

$$m = const\,(tg\,\alpha_1 - tg\,\alpha).$$

Ist die magnetisirende Kraft, also das Product aus der Zahl de Windungen W der Spirale mit der Intensität I des Stromes gleich p, de Durchmesser der Stäbe gleich d, das im Stab erzeugte temporäre magn tische Moment gleich m, so ergaben die Versuche u. A.:

d	W	I	p	m	$10^8\,m/p$
9 mm	372	44,076	16397	0,2760	1683
		37,534	13963	0,2735	1959
		19,278	7110	0,2202	3097
		3,913	1456	0,0597	4100
15 mm	780	34,902	27223	0,7335	2694
		21,399	16691	0,6228	3731
		8,596	6705	0,3092	4611
		4,158	3243	0,1541	4748
44 mm	372	45,633	16975	0,3631	8041
		19,810	7369	0,5946	8069
		9,093	3383	0,2730	8129

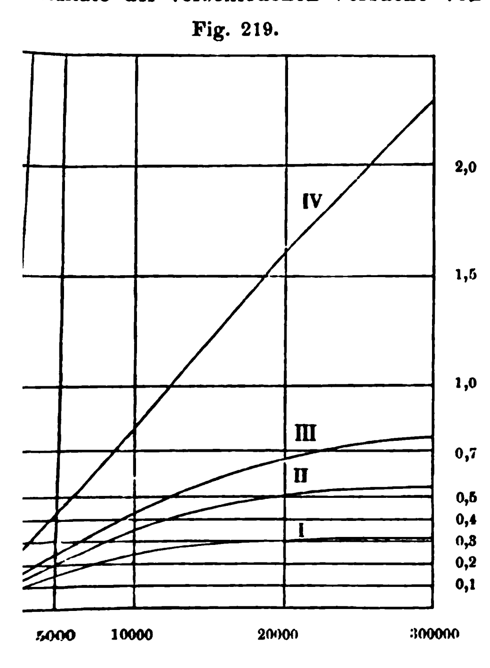
Aus diesen Versuchen folgt also wiederum, dass das temporä magnetische Moment der Stäbe nicht in gleichem Verhältniss de der jedesmal angewandten magnetisirenden Kraft zunimmt, sondern sic einem Maximum, dem sogenannten „Sättigungspunkt“ nähe

[1]) J. Müller, Pogg. Ann. 79, p. 337, 1850, 82, p. 181, 1851* und Müll Fortschritte der Physik, p. 494*.

lcher um so eher erreicht wird, je dünner der der Einwirkung unter-rfene Eisenstab ist.

Um diese Beziehung leichter übersehen zu können, sind in Fig. 219 Resultate der verschiedenen Versuche von Müller angegeben. Die magnetisirenden Kräfte sind als Abscissen, die erzeugten Magnetismen als Ordinaten verzeichnet. Die auf einander folgenden Curven I bis IV beziehen sich auf die Magnetisirung der Stäbe von verschiedenen Durchmessern $d = 9$, 12, 15, 44 mm.

Fig. 219.



Hiernach stellt fol- 458
gende empirische Formel innerhalb der Grenzen der Versuche die Beziehung zwischen der magnetisirenden Kraft und dem erzeugten temporären magnetischen Momente annähernd dar:

$$m = 0{,}00005\, d^2 \, arc\,tg \left(\frac{p}{220\, d^{3/2}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

renn man *arc tg* in eine Reihe entwickelt

$$m = 227{,}10^{-9}\; d^{1/2} p \left[1 - {}^1\!/_3 \left(\frac{p}{220\, d^{3/2}}\right)^2 + \cdot\right] \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

ei Aufstellung dieser Formel ist indess nicht darauf Rücksicht men, dass bei schwächeren Kräften das temporäre Moment schnel-steigt, als die magnetisirende Kraft (s. w. u.). Sie stellt eben nur .imativ die Annäherung an das Maximum dar.

ollte man der Formel eine, freilich nicht statthafte Geltung weit lie Grenzen der Versuche hinaus einräumen, so würde sich für x ein Maximum ergeben, indem dann

$$m = 90 \,.\, 0{,}00005\, d^2$$

n diesem Falle wäre das Maximum des in einem Eisenstab zu er-nden temporären Momentes dem Quadrat seines Durchmessers oder n Querschnitt direct proportional.

Um bei verschieden dicken Stäben gleiche aliquote Theile des Maxi-
mums zu erhalten, müsste $tg(m / 0{,}00005\, d^2)$ gleich gross sein, also

$$p = 220\, d^{3/2}\ Const.,$$

d. h. man müsste Ströme anwenden, deren Intensitäten sich wie die $^3/_2$ Potenz der Durchmesser der Stäbe verhalten.

Es ist klar, dass wir, wie Müller selbst, diesen letzteren Resul-
taten ebenso wie der Formel, aus der sie abgeleitet sind, nur einen
speciellen, empirischen Werth beilegen dürfen, da die magnetisirende
Kraft, welche auf die Molecüle der Eisenstäbe wirkt, in der Mitte
der letzteren viel bedeutender war, als an ihren Enden, also auch in
der Mitte der Stäbe die Molecüle das Maximum des magnetischen
Momentes schon erreicht haben, während bei zunehmender Intensität
die Momente der an den Enden derselben gelegenen Molecüle noch
wachsen.

Die Versuche von W. Weber über die Annäherung des Magnetismus
des Eisens an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft siehe
weiter unten.

459 Bei dickeren Stäben stellt sich das Maximum des Magnetismus erst
bei stärkeren magnetisirenden Kräften ein, namentlich wenn sie we-
aus der Magnetisirungsspirale herausragen, weshalb dasselbe von ein-
zelnen Beobachtern [1]) nicht aufgefunden werden konnte. — Man kann
die Annäherung an das Maximum nach Koosen [2]) sehr gut nach-
weisen, wenn man einen schwachen Strom durch eine Spirale, welche
einen Eisenkern von etwa einer Linie Durchmesser enthält, und den
Draht einer Tangentenbussole hinter einander leitet, und die Spirale
mit dem Eisenkern so lange verschiebt, bis ihre Einwirkung und die
ablenkende Wirkung des Drahtes der Bussole auf die Nadel in derselben
sich compensiren und dieselbe gerade auf Null zurückgeführt ist. Wen-
det man Ströme von immer stärkerer Intensität an, so schlägt die Nadel
durch das Ueberwiegen der Wirkung des Stromes in der Tangenten-
bussole aus, da der Magnetismus des Eisens nicht proportional der
Stromintensität zunimmt.

Ganz analoge Versuche hat Dub [3]) angestellt, indem er nur den
horizontal liegenden geradlinigen Elektromagnet durch einen hufeisen-
förmigen ersetzte, dessen Schenkel vertical standen und dessen Polflächen
in die Schwingungsebene der Nadel der Tangentenbussole fielen. Wurde
die Stromintensität im Verhältniss von 1 : 4 gesteigert, so zeigte sich bei
Anwendung eines Hufeisens mit 1 Zoll dicken und 6 Zoll langen Schen-
keln noch keine Abweichung der Nadel der Bussole, also keine m...

---

[1]) Buff und Zamminer, Ann. d. Chem. u. Pharm. 75, p. 83, 185..*. — [2]) Koosen, Pogg. Ann. 85, p. 159, 1852*. — [3]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. ..., 1853*; Elektromagnetismus p. 93*.

iche Annäherung an das Maximum, wohl aber bei einem eben solchen Hufeisen von $^1/_2$ Zoll Dicke [1]).

Von Waltenhofen [2]) legte eine Magnetisirungsspirale von 91 mm 460
Länge, 30 mm innerem und 73 mm äusserem Durchmesser, die aus × 24 Windungen von 3 mm dickem Kupferdraht bestand, in ostwestlicher Richtung vor einer Bussole horizontal hin, leitete einen Strom hindurch und compensirte ihre Wirkung durch eine von demselben Strom durchflossene, von der anderen Seite der Bussole genäherte Spirale. Die Intensität i des Stromes wurde an einer Tangentenbussole gemessen; Einheit derselben gilt die Intensität, welche der Magnetisirungsspirale ein Moment von einer Million elektromagnetischer Einheiten (mm, mg, sec) ertheilt. — In die Spirale wurden (10) Eisenstäbe von 3 mm Länge und verschiedenem Durchmesser ($d = 1{,}13 - 28$ mm) er Gewicht ($g = 0{,}773 - 503{,}77$ g) eingelegt und ihr Moment m rch die Ablenkung der Bussolennadel in derselben Einheit, wie das ment der Spirale, bestimmt. Die beobachteten Momente m wurden t den nach der mit der Müller'schen Formel wesentlich übereinmmenden Formel

$$m_1 = \beta g \, . \, arctg \left(\frac{i}{\alpha g^{3/4}} \right)$$

echneten verglichen, wo $\beta = 0{,}01865$, $\alpha = 1{,}853$ ist, und der Arcus Graden, g in Grammen ausgedrückt ist. Es ergaben sich z. B. folde Resultate:

		$i = 2$	4	6	8	10	15
= 1,13 mm	m	0,732	0,915	0,960	1,038	1,121	1,167
= 0,773 g	m_1	0,759	0,997	1,092	1,142	1,173	1,214
= 2,20 mm	m	1,372	2,792	3,315	3,664	3,756	4,106
= 2,91 g	m_1	1,403	2,394	3,011	3,403	3,667	4,050
= 6,07 mm	m	2,269	4,570	6,955	9,240	11,637	17,233
= 22,49 g	m_1	2,504	4,950	7,299	9,513	11,573	15,969
= 12,10 mm	m	3,270	6,639	10,025	13,309	16,675	24,600
= 87,97 g	m_1	3,528	7,055	10,550	14,029	17,457	24,185
= 14,00 mm	m	3,821	7,645	11,378	15,126	18,970	27,863
= 127,94 g	m_1	3,866	7,755	11,621	15,439	19,226	28,636
= 20,00 mm	m	4,926	9,760	14,603	19,334	24,270	35,948
= 247,33 g	m_1	4,567	9,134	13,701	18,268	22,788	34,136

Aus den Beobachtungen an den dünneren Stäben, bei welchen sich Magnetisirung schon einem Maximum nähert, kann man letzteres nahe richtig angeben und daraus, wenn man in der Formel für m_1

[1]) Vergleiche auch die Versuche von v. Feilitzsch (im Capitel Einfluss ke auf das Moment). — [2]) v. Waltenhofen, Wien. Ber. 52, p. 87,

resp. $i = \infty$, $g = 1$ setzt, den Werth des magnetischen Maximums die Gewichtseinheit (ein Milligramm Eisen) zu 1678,6 bestimmen; welchem Werth sich β ergiebt. Durch Einführung desselben in Formel, in welche man verschiedene Werthe für i und g und die sprechenden beobachteten Werthe für m einsetzt, kann man den Mi werth für α bestimmen. — Man muss indess hierbei Beobachtungen wenden, welche dem Maximum der Magnetisirung nahe liegen, da geringeren Magnetisirungen die später zu beschreibende Anomalie, schnelleres Aufsteigen der temporären Momente auftritt, als der Pro tionalität mit den magnetisirenden Kräften entspricht.

Bei sehr dicken Stäben, deren Durchmesser über $^2/_3$ des inn Durchmessers der Magnetisirungsspirale betragen, in deren Quersch sich also die magnetische Scheidungskraft der Spirale bedeutender än ist die Uebereinstimmung von Beobachtung und Rechnung nicht m so genau; die berechneten Momente fallen zu klein aus.

461 Die Formel von Müller stellt die allmähliche Annäherung temporären magnetischen Momentes an das Maximum dar. Sie giebt nicht die schon bei schwächeren Kräften auftretenden e gegengesetzten Abweichungen desselben von der Proportio tät mit der magnetisirenden Kraft.

Diese Abweichungen habe ich durch folgende Versuche n gewiesen [1]):

Als Magnetstäbe dienten cylindrische Stäbe von 22 cm Länge 13,5 mm Dicke. Dieselben wurden vor jeder Versuchsreihe in ost-w licher Lage zwischen Kohlen ausgeglüht und unter Bedeckung des Fe abgekühlt. Sie verloren hierdurch ihren etwa noch vorhandenen Magn mus. — Eine 24 cm lange Spirale von Kupferdraht von 500 bis 600 Wind gen wurde mit ihrer Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian einem in einer dicken Kupferhülse schwingenden magnetischen Stahlspi hingelegt. Die Ablenkung des Spiegels, gemessen mittelst Fernrohr Scala, gab die Intensität der durch die Spirale geleiteten galvanisc Ströme an. In die vom Strome durchflossene Spirale wurde der Untersuchung bestimmte Stahlstab hineingeschoben. Um alle seine Th der stärksten Einwirkung des magnetisirenden Stromes auszuset wurde er ohne Erschütterung in der Spirale einige Male hin- hergezogen. Nach dem Hin- und Herschieben wurde der Stab in feste Lage in der Spirale gebracht. Die Zunahme der Ablenkung Stahlspiegels nach Einlegen des Stabes in die Spirale entsprach sei magnetischen Moment während der Einwirkung des Stromes. Sod wurde der Stab aus der Spirale entfernt, der Strom unterbrochen,

---

[1]) G. Wiedemann, Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellsch p. 193 u. flge.*; Pogg. Ann. 100, p. 235, 1857*; 106, p. 169, 1859*; 117, p 1862*.

: Stab in seine vorige Lage in der Spirale gebracht. Die jetzt ergende Ablenkung des Spiegels ergab die Grösse des im Stabe zurückbliebenen magnetischen Residuums. Der Strom wurde stets nach Entnung des Stabes aus der Spirale geschlossen und geöffnet.

Da es sich hier nur um vergleichbare, nicht um absolute Messunn handelte, war diese Methode statthaft, bei der freilich die einzelnen allen der Stäbe nach einander verschiedenen magnetisirenden Kräften im Einschieben in die Spirale ausgesetzt wurden, wohl aber Inductionsöme in den Stäben vermieden waren.

Nach dieser Magnetisirung des Stabes wurde ein dem magnetisiren- Strom entgegengesetzter Strom durch die Spirale geleitet, der Stab der eingelegt, und in wiederholten Versuchen die Intensität jenes genstromes so verstärkt, dass nach Aufhören seiner Wirkung der gnetismus des Stabes völlig vernichtet war. Der Stab wurde darauf ch einen dem ersten Strom gleich gerichteten Strom stärker magnert und wieder durch einen Gegenstrom entmagnetisirt u. s. f.

Die Tabelle giebt einige der erhaltenen Resultate. In derselben 462
l unter I die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, unter T und ie temporären und permanenten magnetischen Momente der Stäbe eichnet. Die Columnen I, II, III enthalten die Werthe, welche eren wurden, als die Stäbe wiederholt durch Ströme von aufsteigender nsität I magnetisirt, und dann durch entgegengesetzt gerichtete me von der Intensität — I entmagnetisirt wurden.

A.

I	Eisen						Weicher Stahl						Harter Stahl					
	T			P			T			P			T			P		
	I	II	III	I	II	III	I	II	III	I	II	III	I	II	III	I	II	III
7,4	21,6	23,8	22,6	1,3	3,9	4,1	14,7	18,2	18,7	1,1	5,5	6,6	9,6	10,1	13,6	2,3	3,6	7,5
13,8	37,5	45	44,3	3,1	5,9	6,5	29,3	35,7	36,6	3,7	10,6	11,6	17,6	19,9	23,5	4,4	7,2	10,9
20,8	66,2	67,8	67,5	4,5	7,0	7,4	47,4	54,6	55,0	7,2	15,4	16,3	27,1	30,5	34,9	7,4	11,3	15
29,9	97,3	98,9	99,4	5,7	8,4	8,5	73,3	81,2	82,1	12,1	20,7	21,7	42,7	45,3	49,2	12,1	17,1	20,6
52,3	173,5	175,6	—	7	9,2	9,4	140,4	147,3	149,4	23,2	30,2	31,2	84	85,2	88,7	27,5	32,3	35,5
72,8	—	—	—	8,2	9,3	9,5	206,9	212,1	213,3	31,3	35,9	36,6	128,2	128,7	132,2	44,2	49,2	52,3
99,1	—	—	—	8,7	9,4	9,6	—	—	—	37,5	40,1	40,7	183	182,6	184,6	64,9	67,2	69,3
130,0	—	—	—	10,1	9,8	9,7	—	—	—	43,9	43,9	43,9	—	—	—	88	83,2	82,6
— 15,2	42,4	42,4	—	0	1	—	— 5,3	—	—	21	—	—	—	—	—	—	—	—
— 25	—	—	—	—	—	—	— 38,1	— 38,5	—	8,7	9,6	—	—	—	—	—	—	—
— 30	—	—	—	—	—	—	— 54,9	— 55,5	—	3	4,1	—	—	—	—	—	—	—
— 32	—	—	—	—	—	—	— 61,0	— 60,6	59	0	1,2	1,4	+ 22,8	+ 21,8	—	53,9	52,8	—
— 49,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 22,4	— 22,6	—	28,9	29,5	—
— [illegible]	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— [illegible]	— [illegible]	—	7	10	—

... Dabei ergab sich:

B.

		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
$I = +111,8$	$P =$	80,9	75,4	73,8	73,4	72,5	72,6	72,6	72,5
$-I_1 = +62,1$	$T =$	− 80,3	− 74,7	− 72,8	− 71,5	− 70,4	− 69	− 69	− 69
	$P =$	− 2	+ 2,5	+ 4,2	+ 5	+ 5,2	+ 6,5	+ 6,5	+ 6

Sodann wurde derselbe Stab magnetisirt und entmagnetisirt durch Ströme von der Intensität I, wobei er die temporären und permanenten Momente T und P erhielt, wie folgt:

C.

I	14	26,8	37	51,8	62,7	77,5	92,1	111,3	− 12	− 26,6	− 41,5	− 63,3
T	28,5	53,2	69,9	99,2	122	155	186,1	—	+ 49	+ 16	− 19,6	− 68,5
P	13,8	22	28,5	38,6	47,5	57,1	65,7	73,6	66,5	45,1	27,8	6,5

Bei nochmaliger Magnetisirung durch stärkere Ströme erhielt er die permanenten Momente:

D.

I	111,3	125,9	140,2	154,3	168,1	182	195,2	208,5	221,6	234,4
P	73,6	81,7	90,4	100,5	108,1	115,8	122,7	128,5	133,6	138,3

464 Andere Versuche wurden von mir in ganz ähnlicher Wei wohl ausgeglühten weichen, geraden, in die ostwestlich gelegte netisirungsspiralen eingeschobenen Stäben von der Länge l un Durchmesser d angestellt, sowie mit ebensolchen hufeisenförmigen welche in der magnetischen Ostwestebene mit ihren Schenkeln nach in die vertical gestellten Magnetisirungsspiralen gesenkt wurde folgenden Tabellen enthalten die Resultate. Unter I sind die temp Momente bei der ersten Magnetisirung durch aufsteigende Strön zeichnet, unter II die temporären Momente nach acht bis zehnm Magnetisirung und Entmagnetisirung bei wiederholter Magneti a bezeichnet den Abstand des das Moment messenden Stahlspieg dem ihm zugekehrten Ende der Stäbe oder, bei den Hufeisen, v Axe des ihm zugewandten Schenkels. e ist der Abstand der Ax Schenkel der Hufeisen von einander, w die Zahl der Drahtwin der die Eisenstäbe und Hufeisen umgebenden Spiralen.

Stab I.

$l = 1000$ mm, $d = 10,3$ mm, $a = 1000$ mm, $w = 500$.

I			II		
I	T	T/I	I	T	T
4,65	11,63	2,500	10,96	46,92	4,
13,96	52,82	3,639	20,21	95,98	4,
25,89	99,82	3,807	37,40	170,3	4,
41,7	158,4	3,798	50,94	204,9	4,
56,04	193,2	3,446	71,68	242,5	3,
74,91	230,9	3,072	91,31	263,6	2,
87,78	249,7	2,844	—	—	[illegible]
107,3	273,9	2,553	—	—	[illegible]

Stab II.

$l = 500$ mm, $d = 10,3$ mm, $a = 1000$ mm, $w = 248$.

3,48	3,63	1,041	12,25	13,90	1,
17,07	20,07	1,176	15,88	24,73	1,
27,55	35,22	1,278	32,53	45,73	1,4
46,08	61,77	1,341	46,65	69,05	1,
73,79	103,1	1,398	82,12	129,3	1,5
90,18	125,9	1,396	107,5	152,4	1,4
114,0	150,8	1,320	134,8	177,8	1,
149,7	187,3	1,251	172,2	191,5	1,1

Stab III.

$l = 250$ mm, $d = 10{,}3$ mm, $a = 1000$ mm, $w = 130$.

I			II		
I	*T*	*T/I*	*I*	*T*	*T/I*
4,04	1,162	0,2875	12,22	4,07	0,3332
14,57	4,845	0,3324	26,63	9,42	0,3538
28,21	9,497	0,3366	41,33	15,12	0,3659
59,88	20,74	0,3463	78,70	28,67	0,3644
86,02	30,70	0,3569	98,77	37,41	0,3787
106,9	39,02	0,3652	127,4	48,45	0,3805
145,2	52,71	0,3629	156,8	60,27	0,3802
167,0	60,20	0,3604	176,8	66,85	0,3782

Stab IV.

$l = 1002$ mm, $d = 31{,}7$, $a = 1725$ mm, $w = 357$.

9,322	13,55	1,454	9,54	15,13	1,586
17,51	26,85	1,533	17,93	29,06	1,623
30,98	51,19	1,656	44,24	77,82	1,759
45,26	79,34	1,713	91,94	173,0	1,882
70,37	127,4	1,809	116,6	221,3	1,898
84,57	158,0	1,867	132,3	252,3	1,905
18,5	221,9	1,873	—	—	—
32,8	250,2	1,884	—	—	—

Stab V.

$l = 493{,}8$ mm, $d = 31{,}7$ mm, $a = 1200$ mm, $w = 179$.

11,49	12,57	1,093	10,32	10,85	1,051
17,76	19,66	1,107	29,09	32,89	1,131
37,69	42,56	1,129	53,22	59,99	1,127
62,94	72,41	1,150	80,02	93,50	1,169
89,39	104,8	1,172	110,1	129,1	1,173
13,8	134,0	1,178	134,6	159,3	1,183
32,8	157,0	1,182	—	—	—

Stab VI.

$l = 247$ mm, $d = 10{,}7$ mm, $a = 665$ mm, $w = 89$.

I			II	
I	*T*	*T/I*	*I*	*T*
12,13	14,84	1,223	9,65	12,22
39,29	50,23	1,276	29,52	37,18
68,00	87,56	1,287	60,71	77,32
88,37	115,4	1,306	88,65	115,0
123,7	163,8	1,324	115,4	151,0
159,4	212,4	1,332	160,1	210,9
173,5	231,2	1,332	169,1	224,3

VII. Hufeisen.

$l = 1002$ mm, $d = 31{,}7$ mm, $a = 1275$ mm, $e = 155$ mm, $w =$

11,03	14,85	1,346	10,76	18,32
27,20	44,31	1,629	27,29	48,38
48,91	85,70	1,752	55,33	101,0
95,10	179,2	1,884	71,53	136,4
127,2	244,8	1,952	99,08	187,8
—	—	—	129,3	244,2
—	—	—	137,1	256,0

VIII. Hufeisen.

$l = 500$ mm, $d = 31{,}7$ mm, $a = 910{,}5$ mm, $e = 155$ mm, $w =$

11,4	14,69	1,288	13,88	17,57
32,73	44,93	1,373	34,71	46,58
54,00	76,83	1,422	67,30	93,80
85,88	127,2	1,477	96,58	139,8
126,5	186,0	1,470	125,1	181,8
168,7	249,5	1,477	165,0	238,5

465 Am entschiedensten zeigen sich die Gesetzmässigkeiten, w
diesen Beobachtungen folgen, an den harten Stahlstäben (§. 46
bei diesen erhaltenen Zahlenwerthe sind deshalb zur leichtere

sicht in Fig. 220 als Ordinaten aufgetragen, während als Abscissen die Intensitäten der magnetisirenden Ströme verzeichnet sind. Die Curven 1, 2, 3, welche die Gipfelpunkte der Ordinaten verbinden, beziehen sich auf die bei der dreimal auf einander folgenden Magnetisirung des harten Stahlstabes erhaltenen und in der Tabelle A (S. 420) verzeichneten temporären Magnetismen T des Stabes; die Curven I, II, III auf die entsprechenden permanenten Magnetismen P desselben Stabes; die Curve IV giebt die permanenten Magnetismen des Stahlstabes, welcher zu den in Tabelle C und D (S. 421) verzeichneten Beobachtungen verwendet wurde. Letztere Curve ist oben abgebrochen und in der Curve IV a fortgesetzt.

466 Aus der Betrachtung dieser Curven, sowie aus der Berechnung der Quotienten, welche sich bei Division der jedesmaligen Magnetismen der Stäbe durch die entsprechenden Intensitäten der magnetisirenden Ströme ergeben, sowie aus vielen ähnlichen Versuchen, habe ich folgende Sätze abgeleitet:

I. *Wird ein Stahl- oder Eisenstab zum ersten Male durch galvanische Ströme magnetisirt, so wachsen die während der Einwirkung der Ströme in demselben erzeugten temporären magnetischen Momente von den schwächsten magnetisirenden Kräften an mit Null beginnend allmählich sofort an und zwar schneller als die Intensitäten der Ströme. Erst später nähern sie sich dem von Joule und J. Müller zuerst beobachteten Maximum. Das schnellere Anwachsen zeigt sich stärker bei längeren, als bei kürzeren Stäben. Es zeigt sich auch noch nach wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen bei neuer Magnetisirung der Stäbe, aber immer schwächer. Die Annäherung an das Maximum tritt,* wie auch andere Versuche ergeben, *bei längeren und dünneren Stäben schon bei schwächeren Strömen ein, als bei kürzeren, dickeren. Dabei findet sich indess zwischen dem Anwachsen der Quotienten T/I bis zu einem Maximum und ihrer Abnahme zu einem, dem magnetischen Maximum entsprechenden constanten Minimalwerthe kein bestimmter Uebergang, wo die magnetischen Momente innerhalb etwas weiterer Grenzen der Stromintensität proportional bleiben* [1]).

Wir nennen den Punkt, von welchem an die Zunahme des Quotienten T/I in eine Abnahme übergeht, den *Wendepunkt* [2]).

---

[1]) Durch diese Versuche wird die Annahme und Theorie von Maxw... (Treatise 2, 1. Aufl., p. 79, 1873* und wiederholt 2. Aufl., p. 83, 1881*), dass d... temporäre Magnetismus zuerst nach dem Gesetze einer geraden Linie anst... und das permanente Moment erst bei einer bestimmten Grösse der magn... renden Kraft auftritt, widerlegt. — [2]) Der von Dub (Pogg. Ann. 133, p. ...

Das anfängliche schnellere Anwachsen der temporären Momente hatte schon Lenz[1]) beobachtet, es aber einer Fehlerquelle in seinem Apparate zugeschrieben. — Dub[2]) hat dasselbe nach meinen Versuchen nochmals bestätigt, indem er einen Strom hinter einander durch zwei Tangentenbussolen und die den Eisenkern enthaltende Magnetisirungsspirale leitete, welche sich auf einem Schlitten senkrecht gegen den Meridian verschieben liess. Durch Einstellen derselben wurde nach der Methode von Koosen (§. 459) die Ablenkung der Nadel der einen Bussole bei ganz schwachen Strömen ($1^1/_2{}^0$ Ausschlag an der Bussole) compensirt. Bei wachsender Stromintensität wurde dann der eine Pol der Nadel erst gegen den Stab in der Magnetisirungsspirale hingezogen und kehrte bei weiterer Steigerung der Intensität wieder auf Null zurück. 467

Bildet man bei den §. 460 angeführten Versuchen von v. Waltenhofen die Quotienten q aus den magnetischen Momenten der Stäbe und der magnetisirenden Kraft i, so wachsen sie ebenfalls, namentlich bei den dünnen Stäben, Anfangs bis zu einem Maximum, welches für einen Werth erreicht wird, der mit wachsender Dicke der Stäbe von der Hälfte des Maximums der Magnetisirung bis zu einem Drittel derselben sinkt.

Aehnliche Beobachtungen hat später von Quintus Icilius[3]) an Eisenstäbchen angestellt, welche durch Anfeilen möglichst in die Form von Rotationsellipsoiden gebracht waren, z. B. an Stäbchen von I. 350 mm Länge und 2,12 mm Aequatorialdurchmesser, II. von 100,5 mm Länge und 5,24 mm Aequatorialdurchmesser. Auch als bei schwächeren magnetisirenden Kräften die Magnetisirungsspirale mit einer Inductionsspirale umgeben war, und vor und nach dem Einlegen des Eisenstäbchens bei Umkehrung des Stromes die Intensität der Inductionsströme (A und B) gemessen wurde, gab die der jeweiligen Aenderung des Momentes der Stäbe entsprechende Differenz ($A - B$) dasselbe Verhältniss. 468

Das Verhältniss q des Momentes M zur magnetisirenden Kraft I erreicht mit wachsendem I ein Maximum, welches bei um so schwächeren Kräften I und um so entschiedener hervortritt, je gestreckter die Ellipsoide sind. Nachher nimmt dann der Werth q bis zur Erreichung des Maximums des magnetischen Momentes wieder ab[4]).

868*) gebrauchte Namen „Sättigungspunkt" wird gewöhnlich zur Bezeichnung des Eintrittes des Maximums der Magnetisirung gebraucht.

[1]) Lenz, Bullet. de St. Pétersbourg 14, p. 364, 1854*. — [2]) Dub, Elektromagnetismus p. 145*. — [3]) von Quintus Icilius, Pogg. Ann. 121, p. 125, 1864*. — [4]) Die §. 466 erwähnten Resultate über das Anwachsen des temporären Momentes mit der magnetisirenden Kraft hat später auch Ruths (Programm Dortmund 1876*; Beibl. 1, p. 65*) wiederholt nach der §. 461 erwähnten Methode erhalten, wobei freilich die magnetisirenden Ströme plötzlich geschlossen und geöffnet wurden und die Stromintensität durch eine einen Rheostaten enthaltende Brückenleitung zur Säule verändert wurde. In Folge dessen müssen die in §. 432 erwähnten Fehlerquellen hervorgetreten sein. Die Angabe, dass das tem-

469 Denselben Gang, wie das temporäre Moment, muss die Magnetisirung function $\varkappa$ der Ellipsoide nehmen, wie dies aus den beifolgenden v Stoletow[1]) für die von v. Quintus Icilius benutzten Ellipsoide und II. berechneten Werthen derselben folgt. Sie betrug hiernach, wen das Argument K war (vgl. §. 402):

I.

K	5,2	14,3	34,4	49,2	116,5	240,0
$\varkappa$	20,1	28,4	83,4	107,5	76,8	41,9
K	455,0	749,0	1722,0	2449,0	3464,0	4541,0
$\varkappa$	23,8	14,9	7,11	5,37	3,73	2,86

II.

K	2,4	12,0	24,1	33,9	45,6	53,3	98,4	300,7
$\varkappa$	30,5	72,5	113,4	118,7	120,4	110,9	89,3	39,7

470 Ganz ähnliche Resultate hat auch Oberbeck[2]) erhalten, indem sechs verschiedene Eisendrähte und einen harten Stahldraht von 0,95 b 1,12 mm Durchmesser und 98 bis 221 mm Länge, von denen der ei überdies annähernd die Form eines Ellipsoides erhalten hatte, in ein Magnetisirungsspirale von 24 mm Durchmesser und 260 mm Länge ostwestlicher Lage magnetisirte und ihr Moment durch die Ablenku eines davor gestellten Magnetspiegels bestimmte. Die auf die einzeln Theile der Drähte wirkenden Kräfte waren nur im Verhältnisse v 1,92 : 2 verschieden. Die Stäbe konnten als sehr gestreckte Ellipsoi angesehen werden, so dass aus ihren Momenten nach der Formel (4) o annähernd (8) (§. 396 u. 397) die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ berechnet w den konnte und im letzteren Falle die äussere magnetisirende Kraft gle der auf die isolirte Volumeinheit wirkenden, direct das Moment $\varkappa$ erzeug den Kraft K anzusehen ist. Der Werth von $\varkappa$ stieg mit wachsender m netisirender Kraft zuerst und fiel sodann, und zwar trat das Maxim

---

poräre Moment erst von einer bestimmten magnetisirenden Kraft an auftr soll, wird durch andere Beobachtungen nicht bestätigt.

Ruths findet das temporäre Moment der Gewichtseinheit bei 49 Stäben 40 bis 160 mm Länge und 0,62 bis 5,08 mm Dicke, auf deren ganze Länge Dicke nahezu die gleiche magnetisirende Kraft wirkte, beim Wendepunkte gleich 0,4 des Maximalmomentes.

Statt der Formel von Müller (vergl. §. 458) giebt Ruths die Formel

$$m = c\left[1 - (1 + (c_1 i)^2)^{-1/2}\right] = c\,(1 - \cos\gamma),$$

wenn $c_1 i = tg\gamma$ gesetzt wird. Für Stäbe, welche α mal so lang als dick das „Dimensionsverhältniss" α haben, sind die Constanten

$\alpha =$	40	50	60	80	100	150
$c =$	900	870	830	830	830	860
$c_1 =$	0,1045	0,0195	0,027	0,036	0,042	0,052

[1]) Stoletow, Pogg. Ann. 146, p. 439, 1872*. — [2]) Oberbeck, P Ann. 135, p. 74, 1868*.

bei gleichen äusseren Kräften um so schneller ein, je gestreckter die Ellipsoide waren; da hierbei auch die auf die einzelnen Punkte derselben wirkenden Kräfte in Folge der Wechselwirkung ihrer Theilchen grösser werden.

Der Werth von $\varkappa$ war z. B. als Mittel aus allen Beobachtungen für die auf das betreffende Molecül wirkenden Kräfte K

K	71,2	74,4	78,4	103,6	139,0	200,7	318,7	518,9	676,9
$\varkappa$	58	60,56	56,20	46,91	38,20	28,73	17,83	11,7	9,61

Die Werthe K sind auf die horizontale Componente des Erdmagnetismus als Einheit bezogen.

Auch eine Reihe von Versuchen von Riecke[1]) über das Moment von 471
Rotationsellipsoiden stimmt mit diesen Resultaten.

Sieben Rotationsellipsoide aus Eisen von verschiedenem Volumen v und veränderlichem Verhältniss der Rotationsaxe $2a$ zur Axe des Aequators $2c$ wurden in einer Inductionsspirale von 547 mm Länge und 43,5 mm innerem Durchmesser befestigt, damit um eine horizontale resp. um eine verticale Axe in einer durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene in Rotation versetzt und die Inductionsströme gemessen, welche den magnetischen Momenten entsprechen, die in ihnen durch die horizontale oder verticale Componente des Erdmagnetismus erzeugt wurden. Dabei wurde die Induction in der für sich rotirenden Spirale subtrahirt.

Die Dimensionen und specifischen Gewichte der Ellipsoide waren:

	$2a$	$2c$	v	specif. Gew.
I	35,953	142,984	97679	7,7806
II	36,499	180,132	126862	7,7845
III	36,344	215,458	146946	7,7810
IV	36,335	252,347	174587	7,7859
V	21,050	186,559	44090	7,7828
VI	24,446	263,795	82855	7,7837
VII	20,762	250,009	55215	7,7790

Für die horizontale und verticale Componente des Erdmagnetismus giebt sich:

---

1) Riecke, Pogg. Ann. 141, p. 453, 1870*; Gött. Nachr. 1870*, August; h Pogg. Ann. 149, p. 433, 1873*.

	$\varkappa$	K	$\varkappa$	K
I	33,3	0,057	42,3	0,104
II	24,1	0,102	32,5	0,177
III	23,1	0,135	36,7	0,201
IV	20,9	0,182	27,7	0,325
V	24,4	0,219	28,3	0,443
VI	18,5	0,358	22,2	0,710
VII	23,4	0,339	29,9	0,638

Bei demselben Ellipsoide ist somit bei diesen schwachen Kräften für ein grösseres Argument K auch stets der Werth $\varkappa$ grösser.

472 Auch Fromme[1]) hat nochmals hierüber Versuche an zehn Ellipsoiden angestellt, deren je fünf derselben Stahlsorte angehörten. Die specifischen Gewichte derselben betrugen 7,8233 und 7,8348. Die Längen ihrer grossen und kleinen Halbaxen sind in Millimetern unter $2a$ und $2c$ angegeben. Unter Einwirkung der horizontalen und verticalen Componente des Erdmagnetismus wurden vermittelst der Induction die magnetischen Momente der Ellipsoide und dann aus den Formeln des §. 402, wonach, wenn x die magnetisirende Kraft ist,

$$M = \varkappa v X / (1 + \varkappa C) = \varkappa v K$$

ist, die zusammengehörenden Werthe $\varkappa$ und K berechnet. So ergab sich:

	$2a$	$2c$	Verticalcomponente		Horizontalcomponente	
			$\varkappa$	K	$\varkappa$	K
I. 1	40,015	12,739	15,9974	0,2003	23,5034	0,0609
2	55,305	12,500	11,8461	0,3991	18,0285	0,1062
3	70,107	12,865	10,4328	0,5777	12,6030	0,2121
4	89,863	12,650	9,8564	0,8311	11,4105	0,3189
5	100,395	10,188	8,6826	1,3222	9,6467	0,5311
II. 1	40,600	12,441	6,1380	0,5039	11,8347	0,1199
2	55,412	12,592	6,3318	0,6790	7,7361	0,2511
3	70,295	12,395	5,9333	0,9601	6,4746	0,3879
4	90,270	12,597	6,4917	1,1539	6,9191	0,4762
5	99,940	10,178	5,8772	1,6867	5.9691	0,7229

[1]) Fromme, Pogg. Ann. **155**, p. 305, 1875*; Ergbd. **7**, p. 390, 1876*.

Die Magnetisirungsfunction nimmt also mit wachsender, auf die olumeneinheit wirkender magnetisirender Kraft K erst schnell, dann ngsam ab; sie wird um so grösser, je geringer die Excentricität des llipsoides ist, und nähert sich mit wachsender Kraft dabei einem inimum, welches bei wachsender Härte des Stahles cet. par. bei einer lativ kleineren Kraft auftritt.

Die Werthe $\varkappa$ sind für gleiche Werthe K bei Einwirkung der Vercal- und Horizontalcomponente des Erdmagnetismus wesentlich einder gleich.

Bei Magnetisirung der Ellipsoide durch Spiralen, durch welche röme geleitet werden, tritt permanenter Magnetismus auf, die Conanz von $\varkappa$ mit gleich bleibendem K gilt nicht mehr.

Fromme[1]) hat auch noch die Magnetisirungsfunction p (§. 403 a) 473
on Kugeln und langgestreckten ellipsoidförmigen Stäben namentlich ei starken magnetisirenden Kräften bestimmt. Die Magnetisirung wurde urch Ströme erzeugt, welche durch Spiralen von solchen Dimensionen essen, dass die Kraft an allen Stellen als constant anzunehmen war. ie absolute Intensität der Ströme wurde an einer Tangentenbussole von kanntem Radius gemessen. Das erzeugte temporäre Moment wurde urch Ablenkung eines magnetisirten Stahlspiegels bestimmt, wobei ie Wirkung der Magnetisirungsspirale durch eine auf der anderen Seite es Magnetspiegels aufgestellte Compensationsspirale aufgehoben und ie magnetisirende Wirkung der letzteren auf die Eisenmassen berechnet urde. Bei vier Eisenkugeln von 36157, 35344, 14487 und 13984 cmm auminhalt und den specifischen Gewichten 7,718, 7,739, 7,815, 7,824 gab sich z. B. die Magnetisirungsfunction p wie folgt, wenn P die in esem Falle dem Werthe K (§. 402) entsprechende magnetisirende Kraft ist:

	I	II	III	IV
P	171,7	172,5	172,7[2])	172,6
p	0,2363	0,2355	0,2393	0,2375

Die grösseren und specifisch leichteren Kugeln zeigen im Allgemeinen grössere Magnetisirungsfunction p.

Bei anderen Versuchen ergab sich eine Zunahme der Function p wachsender Stromintensität, und zwar erreicht sie ihr Maximum

[1]) C. Fromme, die Magnetisirungsfunction einer Kugel aus weichem Eisen. 1874*. Dissertation. Pogg. Ann. 152, p. 627, 1874*; auch Riecke, Nachr. 1872*, Nr. 13; Pogg. Ann. 149, p. 433, 1873*. — [2]) Der Werth ist Fromme wahrscheinlich etwas zu hoch.

schneller bei den Kugeln von geringerem Volumen und grösserem
fischem Gewicht.

Bei Stäben von 4 und 2 mm Dicke und 78 bis 220 mm Länge
sich für p ein Maximum (0,23765) für eine Kraft $P = 18000$;
tritt eine Abnahme ein. Das Maximum des temporären Moment
nach Fromme bei der Kraft $P = 85000$ erreicht.

474 Riecke[1]) hat die Magnetisirungsfunction p aus den Beobacht
von v. Quintus Icilius, Oberbeck und Stoletow berechnet
findet sie zwischen magnetisirenden Kräften von 8000 bis 40000 auf 1
nahezu constant, im Mittel gleich 0,2372. Ein wenig nimmt sie a
bei wachsendem Argument zu, erreicht für Kräfte $P = 20000$ bis
ein Maximum und nimmt dann wieder ab.

Wir haben schon in der Anmerkung zu §. 402 erwähnt, da
Function p weniger geeignet ist, die Abweichungen der Magneti
von der Proportionalität mit den magnetisirenden Kräften zu zeig
die Functionen k und $\varkappa$.

475 In einer etwas anderen Art hat Stefan[2]) die Aenderunge
Magnetisirungsconstanten mit der magnetisirenden Kraft durch
empirische Formel in Beziehung gebracht. Bezeichnet wiederum
Resultante der äusseren magnetischen Kräfte und der aus dem Po
des magnetisirten Körpers sich ergebenden Kräfte an einem Punk
das durch jene Resultante K erzeugte magnetische Moment der Vol
einheit eines Cubikmillimeters daselbst, wo m das Maximum von
so setzt er

$$K = f(M) = am\left(\frac{M}{m - M}\right)^n - bM,$$

wo n, a, b Constante sind. Diese Formel ergiebt für $M = 0$ eb
$f(M) = 0$ und für $M = m$, $f(M) = \infty$, was den Thatsachen ents
n muss kleiner sein als Eins, da $\int_0^m f(M)\,dM$, d. h. die bei der Ma
sirung bis zum Maximum gethane Arbeit endlich sein muss.

Da $\varkappa K = M$ ist, so folgt

$$\frac{1}{\varkappa} = \frac{am}{M^{1-n}(m - M)^n} - b.$$

Wird das Maximum von $\varkappa$ für $M = pm$ erreicht, so ist,
Ort des Maximums durch die Gleichung $(n - 1)(m - M) + n$
gegeben ist, in obigen Formeln $n = 1 - p$.

Aus den von verschiedenen Beobachtern beobachteten Werth
Magnetisirung, theils an Ellipsoiden, theils an geschlossenen Ringen (
wir erst später anführen), berechnet demnach Stefan:

---

[1]) Riecke, Pogg. Ann. **149**, p. 465, 1873*. — [2]) Stefan, Wien. B
69, p. 200, 1874*.

I. Eisen (Burden's Best).

M	55,9	477,9	769,3	7958	2453	4362	4602
x	31	69	89,8	154,1	168,9	196,5	196,6
M	5293	7177	9742	10320	12550	12950	13210
x	194,7	175,6	115,2	100,9	36,7	28,1	20,4

II. Eisen (Burden's Best).

M	79,6	1317	3886	4734	4741	8276	9860	11490	13190
x	44,5	153,4	268,0	286,0	281,5	230,3	1661	83,1	20,5

III. Eisen.

M	73,2	870,0	2733	3939	4024	4640	6181	8787	11938
x	30,5	72,5	113,4	119,0	118,7	120,2	119,1	89,3	39,7

IV. Eisen.

M	92,6	185,5	538,1	865,6	12630	3644
	21,5	26,4	51,1	68,7	104,5	157,0
M	1595	6137	8479	9980	10850	11500
	174,2	172,3	161,6	132,1	198,1	82,1
M	11990	12250	12530	12900	12950	
	66,9	56,5	49,7	47,3	42,2	

V. Bessemer-Stahl.

26,0	612,9	3180	4481	5680	9513	11010	12230
15,2	47,4	91,7	100,3	101,1	66,1	42,2	24,9
12,6	499,6	2682	6189	8021	8857	9501	
6,0	9,3	20,7	25,4	23,2	21,0	19,5	

VI. Stubb's Stahl.

12,65	499,6	2682	4321	6189	6189	8021
5,96	9,34	20,73	25,11	25,38	25,38	23,20
8857	9501					
21,04	19,50					

VII. Nickel.

67,8	293,2	1089	1060	1967	2471	3394	4395
3,69	6,69	12,69	13,31	13,23	11,82	7,88	3,33

I. und II. von Rowland, III. von v. Quintus Icilius, IV. von Stole-r, V. u. VII. von Rowland. v. Quintus Icilius u. Stoletow benutz-die §. 468 u. 469 erwähnten Stäbe; Rowland geschlossene Ringe (s. w. u.).

Bei graphischer Darstellung der Werthe M als Abscissen, der Werthe x Ordinaten, steigen die Curven Anfangs schnell, fallen dann lang-t ab und convergiren alle gegen einen Punkt der Abscissenaxe, wel-r dem Maximum m des Momentes in einem Cubikmillimeter ent-

spricht. Dieses Maximum ist für alle Eisen- und Stahlsorten na gleiche (14000) und für die Gewichtseinheit (1 mg), da das spec Gewicht des Eisens 7,7 ist, gleich 1818. Die Maximalwerthe von für die verschiedenen Eisensorten sehr verschieden; sie variiren vo bis 370, fallen aber alle etwa bei $M = \frac{1}{3} m$. Dasselbe gilt au Nickel nach Versuchen von Rowland.

476 Nach Versuchen von Fromme werden indess die Curven nac Gipfelpunkt gegen die Abscissenaxe convex, so dass die Linie d scissenaxe später schneidet, als Stefan annimmt, und so das vo gefundene Maximum des temporären Momentes für die Volumeneinh klein ist.

477 Berechnet man aus den verschiedenen Versuchsreihen von J. M (§. 457), W. Weber[1]) und Dub[2]) (s. w. u.) die Constante β Formel

$$m = \beta g . arc tg \left(\frac{i}{\alpha g^{2/3}}\right).$$

so folgt nach v. Waltenhofen[3]) im Mittel

$$\beta = 0{,}0236$$

und hieraus ergiebt sich für die Gewichtseinheit $g = 1$ mg und das Maximum des temporären Momentes eines Milligrammes Ei etwa 2125 elektromagnetischen Einheiten. Aus Versuchen v Weber (s. w. u.) folgt dasselbe zu 1808 Einheiten. Fromme (s. findet dasselbe für Kugeln und Ellipsoide gleich 2260 Einheiten.

478 Nach den Formeln des §. 402 erhält bei gleichem Volum Ellipsoid unter der Voraussetzung der Constanz der Magnetisi function $\varkappa$ durch eine magnetisirende Kraft ein um so grösseres M je gestreckter es ist. Wird analog ein gerader Stab in longit ler Richtung magnetisirt, so wirken seine neben einander lie gleichnamig magnetisirten Theile entmagnetisirend auf einand diese Wirkung muss für das Gesammtmoment um so mehr hervo je mehr Fasern sich neben einander befinden. Deshalb muss a dickeren und kürzeren Ellipsoiden und Stäben im Allgemeinen di der temporären Magnetisirung mit wachsenden magnetisirenden K langsamer verlaufen, der Wendepunkt eher erreicht sein und sich her das temporäre Moment später einem Maximum nähern[4]).

Dies bestätigen sowohl die erwähnten Versuche über die A rung an das Maximum, wie die Versuche der vorigen Paragraphe

---

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen p. 570, 18 [2]) Dub, Pogg. Ann. **133**, p. 56, 1878*. — [3]) v. Waltenhofen, Pog **137**, p. 518, 1859*. — [4]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **117**, p. 20, 18

den Wendepunkt und das Aufsteigen der Magnetisirungsfunction $\varkappa$ bei verschieden gestreckten Ellipsoiden.

Daraus folgt auch unmittelbar, dass, je grösser das Verhältniss der Länge der Stäbe zu ihrer Dicke ist, desto mehr bei schwachen magnetisirenden Kräften die temporären Momente den Kräften proportional erscheinen (Ruths, s. Anm. §. 468).

Selbstverständlich ist, dass ganz allgemein und analog dem Satz von 479
W. Thomson (§. 418) bei weichen Eisenkernen, bei denen Länge und Dicke, Zahl und Weite der Windungen der sie umschliessenden Spirale einander proportional sich ändern, also bei ähnlichen und ähnlich umwickelten Eisenkernen, der Wendepunkt bei derselben Stromstärke eintritt, da hierbei ähnlich liegende Punkte gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, und sich also bei derselben Stromstärke in gleichen magnetischen Zuständen befinden.

Dies hat auch noch Dub[1]) durch Ablenkungen einer an einem Faden schwebenden Magnetnadel durch die Kerne nachgewiesen, wobei die Wirkung des Stromes in der sie umgebenden Spirale durch einige weitere, gleichfalls vom Strom durchflossene Drahtwindungen compensirt wurde. So war z. B.:

i	$l = 48''$ $d = 1''$	$24''$ $1/2''$	$24''$ $1/2''$	$12''$ $1/4''$	$12''$ $3/8''$	$6''$ $3/16''$	$8''$ $1/4''$	$4''$ $1/8''$
3°	3575	1837	—	—	2025	—	1878	—
5°	3589	1822	1605	3023	2041	8243	1889	4984
7°	3579	1825	1612	3015	2030	8289	1892	5070
9°	3440	1722	1585	2893	2042	8244	1890	5047
11°	3312	1651	1523	2757	2039	8261	1770	4840
13°	3200	1620	1365	2597	1904	7735	1591	4742
15°	—	—	1253	—	1760	7338	1450	4662
17°	—	—	1126	—	1513	7102	—	—

Die Zahlen der einzelnen Doppelreihen sind unter sich nicht direct vergleichbar, da der Abstand der Kerne von der Magnetnadel verschieden war.

Werden verschieden lange Eisenkerne (von 4 bis 24 Zoll Länge) in dieselbe Spirale (von 12 Zoll Länge) eingelegt, welche sie nicht ganz füllen oder über die sie hinausragen, so tritt der Wendepunkt um so später ein, je länger die Kerne sind, da wiederum die Wechselwirkung

[1]) Dub, Pogg. Ann. **133**, p. 56, 1868*.

der Theilchen in den längeren Stäben namentlich die mittleren Stell eher dem magnetischen Maximum zuführen muss[1]).

480 Bei verschiedenen Eisen- und Stahlsorten ist die Zunahme des te porären magnetischen Momentes mit wachsender Stromintensität se verschieden. Im Allgemeinen ist cet. par. das temporäre Moment um kleiner, je härter das Eisen und der Stahl ist, wie auch aus mein Versuchen hervorgeht[2]).

So zeigen diese Versuche (§. 462 u. f.) mit gleichgestalteten Stäben d zunehmend langsamere Anwachsen der temporären Momente der Rei nach beim weichen Eisen, weichen und harten Stahl. Dem entsprech wird der Wendepunkt in ersterem früher erreicht, als in letzterem.

Nimmt man indess bei jenen Resultaten das Verhältniss der du gleiche Stromintensitäten im harten und weichen Stahl und Eisen zeugten temporären Magnetismen M_h, M_w und M_e, so nimmt mit wachs der magnetisirender Kraft das Verhältniss M_w/M_h und M_e/M_h allm lich ab.

Hiernach nähert sich das temporäre magnetische Mome im weichen Eisen schneller einem Maximum, als im weich und namentlich im harten Stahl. — Dies wird auch durch ein

---

[1]) Aus seinen später zu erwähnenden Sätzen über die Magnetisirung Kernen von verschiedener Länge l und Dicke d folgert Dub ferner: Ist gleiche Windungszahl über die ganze Länge der Kerne verbreitet und die W der Spirale dem Durchmesser derselben proportional, so ist die Stromstärke i, welcher der Wendepunkt erreicht wird, bei beliebig langen und beliebig di Stäben

$$i = const \frac{d\sqrt{d}}{\sqrt{l}};$$

ist die Windungszahl der Länge l proportional, so ist

$$i = const \frac{d\sqrt{d}}{l\sqrt{l}}.$$

Soll nämlich der Wendepunkt für verschieden dicke und verschieden la Stäbe erreicht sein, so müssen alle Theilchen jedesmal in dem entsprechend magnetischen Zustande sein. Die Momente müssen also im ersten Falle p portional dem Quadrat des Radius, im zweiten proportional der Länge se Da nun nach den später anzuführenden Versuchen von Dub in dem beid Fall bei gleicher Stromstärke der Magnetismus $\sqrt{d}$ und $l\sqrt{l}$ entspricht, müssten die Stromstärken, bei denen die obigen Momente erreicht we resp. $d^2/\sqrt{d} = d\sqrt{d}$ und $l/l\sqrt{l} = 1/\sqrt{l}$ proportional sein. Ist die Wind zahl der Länge der Stäbe proportional, so muss im letzteren Fall die Str intensität $l$mal kleiner sein; es wäre dann also

$$i = const \frac{d\sqrt{d}}{l\sqrt{l}}.$$

[2]) Wir werden den Einfluss der Beschaffenheit der Metalle auf ihre Ma netisirung erst später in einem besonderen Abschnitt ausführlicher be und jetzt nur so weit darauf eingehen, wie es die allgemeine Darstell Ganges der Erscheinungen erfordert.

Versuche von Plücker[1]) dargelegt. Derselbe hängte vor den einen Pol eines starken Elektromagnetes ein horizontal schwebendes Kreuz, gebildet aus einem dickeren Stahlstab und einem dünneren Eisenstab. In grösserer Entfernung vom Pole stellte sich der Eisenstab axial, so dass seine Axe sich gegen den Pol des Magnetes hinwendete, bei grösserer Annäherung aber der Stahlstab. Dasselbe ergab sich bei gleichbleibender Entfernung bei Verstärkung der Magnetisirung des Elektromagnetes durch aufsteigend stärkere Ströme. Es kann indess das Resultat des vorliegenden Versuches auch dadurch bedingt sein, dass das Eisen wegen seiner kleineren Dimensionen schneller den Sättigungspunkt erreichte, als der dickere Stahlstab.

Directer bestätigen folgende Versuche von Plücker[2]) den oben ausgesprochenen Satz. Er riss gleich grosse Knöpfe von 8 mm Durchmesser und 14 mm Länge von Eisen und verschieden hartem Stahl von den Polen verschieden starker Magnete ab, indem er sie an den einen Arm eines Wagebalkens hängte und den anderen Arm desselben theils durch ein verschiebbares Laufgewicht, theils durch Aufschütten von Sand auf die daran hängende Wagschale belastete. Als Magnete dienten drei gleiche, verschieden stark magnetisirte Stahlstäbe I, II, III mit abgerundeten Endflächen und ein sehr grosser Elektromagnet, auf dessen eine Endfläche ein konisch zugespitzter, oben abgerundeter Anker gesetzt wurde, und der durch 1 oder 6 Grove'sche Elemente erregt wurde (Versuche IV und V). So ergaben sich unter anderen die in folgender Tabelle verzeichneten Resultate. In derselben sind unter A die zum Abreissen des glasharten Stahlknopfes erforderlichen Gewichte, unter den folgenden Rubriken die zum Abreissen der anderen Knöpfe erforderlichen Gewichte verzeichnet, wenn man dieselben für den glasharten Knopf gleich 1 setzt. — Unter P sind die Gewichte angegeben, welche erforderlich waren, um die Knöpfe nach ihrer Magnetisirung von einem oben abgerundeten weichen Eisenstab abzureissen. Sie geben also ein Maass für ihre permanenten Magnetismen.

	A	Glasharter Stahlknopf	Gelb angelaufener Stahlknopf	Blauer Stahlknopf	Weicher Eisenknopf
I	0,1225	1	2,18	2,78	3,31
II	1,1000	1	1,72	2,21	2,62
III	18,3	1	1,35	1,63	1,93
IV	233	1	1,12	1,28	1,42
V	1149	1	1,08	1,25	1,37
P		24,6	20,3	11,7	0

1) Plücker, Pogg. Ann. 86, p. 11, 1852*. — 2) Plücker, Pogg. Ann. ... p. 28, 1855*.

Diese Tabelle zeigt deutlich, wie die Anziehung des Eisen weicheren Stahles bei grösseren Kräften des dasselbe magnetisir Magnetes langsamer wächst, als die des glasharten Stahles.

Aehnliche Resultate hat auch schon früher E. Becquerel[1] ten, als er gleich grosse Stäbchen von weichem Eisen und Gusseis horizontaler Lage an einem Coconfaden aufhängte, sie zwischen Polen eines Magnetes schwingen liess und letztere in verschieden stände von den Stäbchen brachte. Waren die Pole weit von den Stäl entfernt, war also die magnetisirende Kraft schwach, so verhielten die den umgekehrten Quadraten der Schwingungsdauern proportio auf das weiche Stahlstäbchen und das Stäbchen von Gusseisen wi den Kräfte wie 1 : 0,655; waren die Pole nahe an denselben, als magnetisirende Kraft gross, wie 1 : 0,739.

Trotzdem indess bei weichen Stäben eher eine Annäherung Maximum eintritt, als bei harten, wird das Maximum selbst bei let eher erreicht, als bei ersteren.

Das Maximum selbst soll bei Ruths (l. c. §. 468) für die versch harten Stäbe nahe gleich sein.

Hiernach überwiegt bei schwachen magnetisirenden Ströme Magnetisirung eines weichen Stahlstabes, bei grossen die eines Stabes. Je kürzer die Stäbe sind, desto eher gewinnt der harte Sta Uebergewicht. Je härter der Stahl, desto mehr Magnetisirung er bei sehr starken Strömen an[2]).

Bei verschieden langen Stäben nähert sich nach Ruths da poräre Moment um so schneller einem Maximum mit wachsenden hältniss der Länge zur Dicke, je weicher die Stäbe sind.

481 Während in den weichen Eisenstäben nach Aufhebung der m tisirenden Kraft kaum ein permanentes Moment zurückbleibt dasselbe bei weichen und namentlich bei harten Stahlstäben deutlic vor, wie schon lange bekannt ist, und nähert sich bei stärkeren mag renden Kräften einem Maximum. Das permanente Moment ist i gemeinen bei gleicher temporärer Magnetisirung eines Eisen- oder stabes um so grösser, je härter derselbe ist.

482 Aus den §. 462 u. f. angeführten Versuchen des Verfassers f

Die nach Aufhebung der magnetisirenden Ströme i Stäben zurückbleibenden permanenten magnetischen Mo wachsen bei der ersten Magnetisirung durch allmählic steigende Kräfte von den kleinsten Kräften beginnen gleich scheller, als die magnetisirenden Kräfte und di porären Momente. Erst bei stärkeren Kräften tri

---

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 32, p. 78, 1
[2]) Gaugain, Compt. rend. 82, p. 144, 1876*.

Wendepunkt ein, indem dann die permanenten Magnetismen langsamer zunehmen, als jene, und sich dem Maximum nähern.

Das Aufsteigen des permanenten Momentes bis zum Maximum bei verschieden harten Stäben verhält sich gerade entgegengesetzt, wie das des temporären, wie die Versuche des Verfassers §. 462 u. f. zeigen. Bei harten Stahlstäben steigt zuerst das permanente Moment schneller an als bei weichen, und bei diesen schneller, als bei Eisenstäben. Dann aber nähert es sich bei harten Stäben schneller einem Maximum. Die permanenten Momente sind den temporären nicht proportional. 483

Das Verhältniss T/P des temporären zum permanenten Magnetismus nimmt in Folge dessen nach Bouty[1]) bei Versuchen nach einer der §. 462 beschriebenen ähnlichen Methode beim harten Stahl allmählich ab, und zeigt beim weichen Stahl ein Minimum, über welches hinaus es wieder zunimmt.

So war z. B. für eine weiche Nadel von 0,526 mm Durchmesser:

J	3,87	5,44	8,00	14,84	20,25	32,00	60,37
T	1,003	1,589	3,375	5,017	5,487	6,704	7,543
P	0,300	0,871	2,297	3,073	3,265	3,731	3,819
T/P	3,343	1,867	1,891	1,633	1,681	1,796	1,975

[1]) Bouty, Mémoires de l'école normale 5, p. 123, 1876*. — Die von ...uths (vergl. §. 468) erhaltenen Resultate für das permanente Moment von ...ahlstäben, welche diese Sätze bestätigen, gestatten leider keine Folgerun...n, da bei den Versuchen der magnetisirende Strom plötzlich geöffnet wurde. ...n Folge dessen erschien ein permanentes Moment erst bei einer bestimmten ...gnetisirenden Kraft. Der Wendepunkt soll bei etwa $1/4$ des Maximums ...d zwar bei den verschiedenen Stäben bei derselben magnetisirenden Kraft ...ftreten. Mit wachsendem Verhältniss α der Länge l zur Dicke d wächst das ...erhältniss des permanenten zum temporären Magnetismus. Dass bei sehr kleinen ...erthen α der permanente Magnetismus negativ erscheint, liegt an dem In...ctionsstrom bei plötzlichem Oeffnen (s. im Capitel Induction).

Mit wachsender Länge der Stäbe bei gleicher Dicke soll das permanente ...oment erst proportional l^5, dann immer langsamer, zuletzt l proportional ...nehmen. Mit wachsender Dicke bei gleicher Länge soll dasselbe für die ...ewichtseinheit erst wachsen (bis $\alpha = 140$), dann schnell abnehmen, wobei ...ederum die Inductionsströme von störendem Einfluss sind.

Der permanente Magnetismus erreicht in weichen Stäben eher ein Maxi...um, als in harten; erstere besitzen bei geringeren magnetisirenden Kräften ...n grösseres permanentes Moment, als letztere; bei Stäben, für die $\alpha < 30$ bis 40 ..., überholt bei grösseren magnetisirenden Kräften das permanente Moment ...r harten Stäbe dasjenige der weichen, so dass für $\alpha < 30$ bis 40 das perma...nte Moment der harten, für $\alpha > 30$ bis 40 das der weichen Stäbe einen ...sseren Maximalwerth erreicht.

Für dünne harte (gleich lange) Stäbe ist das Maximalmoment annähernd ...m Volumen proportional, nicht für weiche und dicke, bei denen das Maximum ...t der zunehmenden Dicke abnimmt.

Auch bei einer Reihe von Versuchen von Holz (Pogg. Ann., Ergbd. 8, ...353, 1878*) sind die Inductionsströme nicht vermieden. Sie geben ähnliche ...ultate für verschieden harte Stäbe.

484 Wird derselbe Stab wiederholt aufsteigenden magnetisirende ten ausgesetzt, so nimmt allmählich das denselben entsprechend poräre und permanente Moment zu.

Dies hat schon Marianini[1]) gezeigt, indem er eine auf g Niveau geladene, mit einem Quadrantelektrometer verbundene Le Flasche wiederholt durch eine Spirale entlud, in welcher ein Eise lag, und seinen Magnetismus durch Ablenkung einer Galvanomet bestimmte. Dieselbe stieg bei wiederholten Entladungen z. B. 7 Indess sind diese Versuche ziemlich unrein, da die Entladung Leydener Flasche meist aus mehreren abwechselnd gerichteten S bestehen.

485 Magnetisirt man einen Eisendraht durch eine Kraft K, wobei permanentes Moment m erhält, und lässt wiederholt Kräfte auf ihn welche stetig von 0 bis $K_1 < K$ wachsen und von K_1 bis 0 wie nehmen, so ist nach Warburg[2]) das einer bestimmten magnetisi Kraft entsprechende temporäre Moment m_d bei abnehmenden grösser, als bei aufsteigenden (m_a). Bei Wiederholung des Ver erhält dabei der Draht für $K = 0$ und $K = K_1$ immer wieder ben Momente m_0 und $m_0 + m_1$.

Sind die Momente m_d und m_a auf die Horizontalcompone Erdmagnetismus gleich Eins bezogen, und ist $m_d - m_a = y$, $A = \int y\,dK.H$ die Arbeit für das Gramm Eisen bei dem Kreis (alle Werthe in mm, mg, sec.). Ist ferner w der entsprechende werth, so ergiebt sich z. B.:

I. Draht (180 mm lang, 7,39 mm dick):

K/H	0	10,5	21,8	31,7	46,4
$10^{-3}\,m_a$	10,9	23,8	40,3	56,4	79,0
$10^{-3}\,m_d$	10,9	27,7	45,5	61,2	79,0
$10^{-3}\,y$	0	3,9	5,2	4,8	0

$A = 151 . 10^3 H^2$, $w = 0{,}146 . 10^{-6}$.

II. Draht (429 mm lang, 1,571 mm dick):

K/H	0	11,1	22,0	32,6	47,9
$10^{-3}\,m_a$	265	276	289	309	339
$10^{-3}\,m_d$	265	290	314	324	339
$10^{-3}\,y$	0	14	25	15	0

$A = 611 . 10^3 H^2$, $w = 0{,}592 . 10^{-6}$

---

[1]) Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 16, p. 436, 448,
[2]) Warburg, Freiburger Berichte 8, p. 1, 1880*, 6. December; W 13, p. 141, 1881*; auch schon Righi, Mem. di Bologna, 20. Mai 18 5, p. 62*.

K/H	0	20,3	42,2	61,7	91,2
$10^{-3} m_a$	403	417	450	484	540
$10^{-3} m_d$	403	463	498	518	540
$10^{-3} y$	0	46	48	34	0

$A = 2768 . 10^3 H^2, \; w = 2,68 . 10^{-6}.$

II. Draht (429 mm lang, 0,674 mm dick):

K/H	0	33,3	61,1	92,7	128,5	155,3
$10^{-3} m_a$	281	394	538	647	702	718
$10^{-3} m_d$	281	535	647	687	715	718
$10^{-3} y$	0	141	109	40	13	0

$A = 10587, \; w = 10,2 . 10^{-6}.$

ie Erwärmung, welche Draht I, II und III bei verschiedenen alintensitäten K_1/H der auf- und absteigenden Ströme erfahren , ist in Milliontel-Centigraden:

H	46,4	84,5	161	II	45,8	89,3	160	III 155,3
	0,146	0,472	1,22		0,310	2,23	6,05	10,2

ie Abhängigkeit von y von dem Werth K/H ist ziemlich com-, so dass sie sich nicht durch eine einfache Formel ausdrücken Auch giebt dieselbe Kraft K/H verschiedene Werthe von y, je m der Draht vorher stärkeren oder schwächeren Kräften ausgesetzt Der Werth A/m_1^2 nimmt für die dicksten Drähte mit wachsen-$_1$ ab, für die dünneren Drähte aber zu; die Arbeit ist also nicht uadrat des verschwindenden Magnetismus proportional. Die Ar- ist ferner für gleiche Werthe von m_1 z. B. bei verschiedenem hen, um so grösser, je grösser das permanente Moment m_0 ist, grösser die Coercitivkraft des Drahtes ist [1]).

anz analoge Phänomene ergeben sich, wenn die Gestalt eines s durch allmählich auf- und niedersteigende Kräfte geändert wird. hier ist die temporäre Gestaltsveränderung bei absteigenden Kräf- össer als bei aufsteigenden.

ieselbe Erscheinung ist schon von Fromme [2]) beobachtet worden, inen stark permanent magnetischen Stahlstab durch den continuir- nehmenden Strom zweier mit sehr schwacher Salpetersäure ge- r Bunsen'scher Elemente temporär magnetisirte.

urde, nachdem die Kraft constant geworden, der Stab aus der tisirungsspirale entfernt und wieder eingelegt, so war sein ver- dendes Moment bis zu 27 Proc. kleiner, als vorher, und fiel bei holung dieses Verfahrens noch ein wenig. Wurde dann der Stab tert, so wuchs das Moment, erreichte aber nicht den früheren Werth.

Vergleiche auch die ähnlichen späteren Versuche von Ewing, Proc. c. 34, p. 39, 1882*; Beibl. 7, p. 42*. — 2) Fromme, Wied. Ann. 4, 1878*; 13, p. 318, 1881*.

486 Für den einfachsten Fall sollten eigentlich die zu magnetisirenden Stäbe bei constanter Lage der Magnetisirungsspirale langsam auf- und absteigenden magnetisirenden Kräften unterworfen werden.

Complicirter gestalten sich die Erscheinungen, wenn man einen Stab in eine bereits vom Strom durchflossene Magnetisirungsspirale wiederholt einschiebt und herauszieht. Hierbei werden die einzelnen Stellen des Stabes nach einander verschiedenen magnetisirenden Kräften ausgesetzt, welche von der Mitte der Spirale gegen die Enden hin abnehmen. Der zuerst in die Spirale eingeschobene Theil des Stabes ist also, wenn derselbe symmetrisch zur Spirale liegt, bereits, als er durch die Mitte derselben hindurchging, einer stärkeren Kraft ausgesetzt gewesen, als in seiner endgültigen Lage, und wird ebenso beim Herausziehen derselben nochmals ausgesetzt.

Dadurch kann sich das temporäre Moment und noch mehr das permanente Moment ändern. Letzteres muss grösser erscheinen, als bei dauerndem Verweilen des Stabes in der Spirale. Die Verhältnisse für das permanente Moment sind also denen ähnlich, wie wenn man den untersuchten Stab an einem Magnetstab entlang streicht. In allen Fällen, wo es sich darum handelt, Aenderungen der Magnetisirung mit auf- und absteigenden Kräften quantitativ festzustellen und nicht nur, wie z. B. bei den Versuchen des Verfassers, die allgemeinen Beziehungen zu ermitteln, sind diese Bedingungen sorgfältig zu beachten.

487 Dass das permanente Moment eines Stabes beim wiederholten Streichen, zunächst mit Magneten, allmählich bis zu einem Maximum wächst, ist von Quetelet[1]) gezeigt worden. Er hat parallelepipedische Nadeln durch Streichen mit zwei, gegen die Nadeln um etwa 10 Grad geneigten Magnetstäben magnetisirt, welche von der Mitte gegen ihre Enden geführt wurden. Nach jedem Strich wurde die Dauer von 100 Schwingungen gemessen.

Es ist dann das magnetische Moment der Nadel:

$$M = const.\ \frac{P l^2}{T^2},$$

wo P das Gewicht, l die Länge, T die Schwingungsdauer derselben ist.

Ist M_{max} das magnetische Moment der Nadel, wenn sie zum Maximum magnetisirt ist, ist x die Anzahl der Striche, welche die Nadel erhalten hat, so drückt nach diesen Versuchen die Formel:

$$M_x = M_{max} (1 - \mu^{\alpha x}),$$

in der μ und α zwei Constante sind, welche von der Natur der Nadel und dem Magnetismus der streichenden Magnete abhängen, das magnetische Moment M_x derselben nach x Strichen aus.

Der Magnetismus der Nadeln nimmt also bei den ersten Strichen schnell, dann immer langsamer zu.

[1]) Quetelet, Ann. de Chim. et de Phys. 53, p. 248, 1833*.

Bei kleineren geraden Nadeln von etwa 645 mm Länge und 5445 mg Gewicht ist α etwa $^2/_3$. Nach 30 Strichen haben diese Nadeln nahezu ihren Sättigungspunkt erreicht.

Wird eine parallelepipedische Nadel zuerst auf zwei gegenüberliegenden Flächen so lange gestrichen, dass sie bei weiterem Streichen keinen Zuwachs an Magnetismus zeigt, so nimmt sie von Neuem Magnetismus an, wenn man sie auf den beiden anderen Flächen streicht.

Aehnliche Resultate ergeben sich, wenn man einen Stahlstab wiederholt an die freien oder mit Papier bedeckten Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes anlegt und ihn wieder entfernt. 488

Bei 51 verschiedenen Stäben von Gusseisen von 62 mm Länge und 11,3 mm Dicke und Rundstahlstäben von 50 bis 150 mm Länge und von verschiedener Härte beobachteten Herrmann und Scholz unter Frankenheim's Leitung [1]), dass in allen Stäben beim ersten Anlegen an die magnetisirende, mit Papier bedeckte Stahllamelle oder beim Einlegen in eine Magnetisirungsspirale etwa 0,71 bis 0,87, beim zweiten Anlegen etwa 0,79 bis 0,93 des bei häufigem Anlegen erzeugten Maximums der permanenten Magnetisirung erreicht wurden. Ob die Stäbe bei jedem Anlegen längere oder kürzere Zeit (von $^1/_8$ bis 10 Secunden) unter dem Einfluss der magnetisirenden Kräfte verbleiben, hat auf das jeweilig erreichte permanente Moment keinen wesentlichen Einfluss [2]).

Beim wiederholten Einschieben in eine Magnetisirungsspirale, durch welche ein Strom floss, und Herausziehen aus derselben vor dem Oeffnen des Stromes hat Bouty [3]) die analogen Erscheinungen für das permanente Moment von Stahlnadeln beobachtet. Ist n die Ordnungszahl der jeweiligen Magnetisirung, so ergiebt sich das permanente Moment P entsprechend der Formel 489

$$P = A - \frac{B}{n},$$

wo A und B Constante sind, die von der magnetisirenden Kraft abhängen [4]). Für $n = \infty$ wird $P = A$. — Bei diesem Verfahren ändert sich

[1]) Frankenheim, Pogg. Ann. 73, p. 49, 1864*. Herrmann, De naturali magnetismo in chalybem inducendo quanto momento sit tempus. Vratisl. 1865. Scholz, Quanti sit momenti tempus in magnetismo inducendo certa quadam ...di galvanici intensitate adhibita. Vratisl. 1863 (Dissertationen)*. — [2]) Aehnlich auch Burnham, Sillim. J. [3] 8, p. 202, 1875*. — [3]) Bouty, Thèse de ...ur Nr. 360, 1874*; Ann. de l'Éc. norm. 4, p. 9, 1876*. — [4]) Wird der Strom ...h dem Einschieben geschlossen, und die Nadel dann während der Schliessung ...nt, oder 2) die Nadel während Schliessung des Stromes eingeführt und ...dem Oeffnen herausgezogen, oder 3) der Strom erst nach der Einführung ...adel geschlossen und vor dem Herausziehen geöffnet, so ist nach Bouty ... der Wirkung der Inductionsströme das bei dem Verfahren 1) zu er...nde Maximalmoment kleiner als bei 2). Beim dritten Verfahren sind die ...ate unregelmässig (s. im Cap. Induction).

nicht nur die Quantität der Magnetisirung, sondern es ändert sich auch, wenn auch in sehr geringem Grade, die Lage der Pole.

Wächst die magnetisirende Kraft, so nähert sich der Werth $A:A-B$, das Verhältniss des Maximalmomentes zum erst erzeugten allmählich der Eins (wie zu erwarten, da bei $I=\infty$ die Nadel sofort das Maximum des permanenten Momentes erhält). Das Verhältniss I_1/I der Intensität I_1, welche gleich bei dem einmaligen Durchgang der Nadel durch die Spirale das Moment A erzeugen würde, zu der Intensität I, welche es erst nach unendlich vielen Durchgängen erzeugt, ist nach der Curve der Magnetisirungsfunction bei verschiedenen Werthen von I nahezu constant; auch ändert sich dieses Verhältniss bei verschieden dicken Nadeln, deren Durchmesser kleiner als 1 mm ist, nur sehr wenig. (Es ist nahe 1,060 bis 1,065.)

Die Verschiebung der Pole entspricht der Zunahme der Magnetisirung, d. h. die Vertheilung des permanenten Magnetismus ist nach n maligem Durchgang durch die Spirale die gleiche, wie wenn die Nadel durch einmalige Magnetisirung dasselbe Gesammtmoment erhalten hätte [1]).

490 Fromme [2]) hat beim Einschieben und Herausziehen von Magnetstäben in und aus Spiralen, während durch dieselben ein Strom floss, ausser den Aenderungen des permanenten Momentes P auch die des temporären Momentes T und die Aenderung der Differenz beider, des verschwindenden Moments $V=T-P$ beobachtet. Ist n die Ordnungszahl der einzelnen Magnetisirungen, i die Stärke der magnetisirenden Kraft (der Stromintensität), so ergab sich z. B.

I. Ausgeglühter Stahlstab.

$i = 464,4 - 462,3$

n	1	2	3	4	10	20	30
T	729,4	713,3	707,5	706,0	705,2	702,5	703,2
P	226	238,0	243,8	247,4	253,5	255,4	256,6
V	503,4	475,3	463,7	458,6	451,7	447,1	446,6

II. Ausgeglühter Stahlstab.

148 mm lang, 2,53 mm dick, $i = 98,8$

n	1	2	6	9
T	163,5	164,5	166,1	166
P	59,0	61,6	64,6	65,8
V	104,5	102,9	101,5	100,2

---

1) Nach Fromme, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. 7, p. 360*, wächst d[illegible] der zum Erreichen der Sättigung mit permanentem Magnetismus erforde[illegible] Impulse mit wachsendem I nur bis zum Wendepunkte, darauf nim[illegible] ab. Das Maximum der Impulszahl fällt also zusammen mit den Minim[illegible] P_n/P_m (§. 492), Wied. Ann. 4, p. 85 und 86*. — 2) Fromme, Wied. [illegible] p. 76, 1878*, auch Pogg. Ann. Ergbd. 7, p. 390, 1876*.

III. Ausgeglühter Stahlstab.

150 mm lang, 4,9 mm dick

	$i = 363$				$i = 389$		
n	1	3	10	15	1	2	8
T	587,3	573,3	570,9	568,3	604,8	606,8	608,2
P	222,5	240,6	249,3	250,3	252,3	254,0	257,9
V	364,8	332,7	321,6	318,0	352,5	352,0	350,3

IV. Zwei gleiche Stahlstäbe, ausgeglüht.

a) vorher magnetisirenden Kräften unterworfen, dass er den permanenten Mag-netismus 116 hat, b) ganz unmagnetisch, dann durch eine gleiche stärkere Kraft magnetisirt

	a)			b)		
n	1	2	10	1	2	10
T	536,0	528,5	527,5	550,0	538,2	529,8
P	172,0	182,2	192,5	164,0	178,0	192,0
V	364,0	346,3	335,0	386,0	360,2	337,8

Bei wiederholten Magnetisirungen eines noch unmagnetischen Sta- 491
es durch dieselbe Kraft kann also eine Zunahme oder eine Abnahme des
mporären Magnetismus eintreten. Erstere zeigt sich im Allgemeinen bei
hwächeren, letztere bei stärkeren magnetisirenden Kräften [1] (Tab. I, II).
Hat dagegen auf den Stab bereits eine Kraft gewirkt, so zeigt sich
i einer folgenden, nur wenig grösseren, die Zunahme (Tab. III), bei
ner viel grösseren die Abnahme des temporären Magnetismus (Tab. IV).
er nach vielen Impulsen erreichte temporäre Magnetismus ist jedoch
n den vorhergegangenen Kräften ganz unabhängig, und das Gleiche
lt vom permanenten Magnetismus (Tab. IV).

Der permanente Magnetismus wächst ganz entsprechend den Ver- 492
chen von Quetelet bei wiederholten Magnetisirungen durch dieselbe
aft bis zu einem bestimmten Maximum; die Quotienten der auf ein-
der folgenden permanenten Momente P_1, P_2 u. s. f., nehmen allmählich
s zu Eins ab, um so schneller, je weicher die Stäbe sind. Für von
ull an wachsende magnetisirende Kräfte sinken die Quotienten der ein-
lnen durch die auf einander folgenden Magnetisirungen erzeugten
omente durch das durch viele Magnetisirungen zu erreichende Maximal-
oment, P_1/P_m, P_2/P_m, P_n/P_m von Eins an auf einen kleineren Werth,
elchen sie alle bei derselben magnetisirenden Kraft (in der folgenden
belle bei $i = 7,045$) erreichen, und wachsen dann allmählich bis zu
ns. Dividirt man die Werthe P, P_1, P_2 durch die magnetisirende Kraft,
nehmen die Quotienten erst zu, dann ab, wobei das Maximum wieder
i demselben Wendepunkt eintritt, bei dem P_n/P_m ein Minimum ist.

[1] Dies hat der Verf. schon bei abwechselnden Magnetisirungen und Ent-gnetisirungen gezeigt s. w. u.

Dies zeigt u. A. folgende Tabelle, bei der freilich dadur
kleine Abweichung entsteht, dass der Stab nicht für jede magnet
Kraft frisch ausgeglüht, sondern bereits durch vorhergehende
Kräften magnetisirt angewendet wird.

Ausgeglühter Stahlstab von ellipsoidischer Form. Länge 14
Dicke 6,94 mm, Gewicht 33,142 g, specif. Gew. 7,826. Die Ang
absoluten Maassen.

i	$\frac{P_1}{T.10^2}$	$\frac{P_2}{T.10^2}$	$\frac{P}{T.10^2}$	$\frac{P_1}{i.10^2}$	$\frac{P_2}{i.10^2}$	$\frac{P}{i.10^2}$	$\frac{P_1}{P}$
1,660	1320	1373	1416	1486	1546	1595	0,932
2,567	2869	3005	3170	2089	2189	2309	0,905
3,531	5211	5513	5915	2757	2917	3132	0,881
4,960	9128	9656	10533	3484	3685	4027	0,865
7,045	14970	15790	17505	3972	4190	4646	0,855
10,08	21450	22350	24210	3977	4143	4488	0,886
12,80	26190	26790	28620	3825	3913	4181	0,915
16,85	30190	30730	32045	3350	3410	3556	0,942
21,02	32660	33030	33776	2906	2939	3005	0,967
24,56	33910	34190	34256	2581	2602	2607	0,990
27,27	34470	34540	34540	2364	2368	2368	0,998

493 Für das verschwindende Moment V gelten ähnliche Bedin
Dasselbe nimmt mit wachsendem permanenten Moment bei wied
Magnetisirungen bis zu einem Minimalwerth V_m ab. Bei wa
magnetisirender Kraft nimmt der Quotient aus V_m und den bei
zelnen Magnetisirungen erhaltenen Werthen V_m/V_1, $V_m/V_2 \ldots$
Eins an bis zu einem bei dem Wendepunkt für die Werthe P
erreichten Minimum ab und dann bis Eins wieder zu.

494 Bei anderen Versuchen wurde nach einmaliger Einwi
einer grösseren Kraft I eine kleinere i wiederholt n
wendet und dabei die Aenderung N des verschwindenden M
$T - P = V_n$ beobachtet.

Dabei ergab sich z. B. bei drei der Reihe nach kleineren I

I.

n	I_1		> I_2			> I_3		
	V_n	N		V_n	N		V_n	N
1.	409,0		1.	404,6		1.	401,4	
2.	402,7	6,3	2.	400,3	4,3	2.	399,4	2,0
5.	397,0	5,7	5.	396,6	3,7	5.	396,8	2,6
8.	395,4	1,6	8.	395,1	1,5	8.	396,1	0,7
		Σ 13,6			Σ 9,5			Σ 5,3

II. Stahlstab. I ist constant, i ändert sich; die Momente V_1 und V nach einmaliger und häufiger Wirkung der letzteren kleineren Kraft.

i	461	358	216	130
V_1	484,9	357,0	165,7	87,3
V_n	476,5	340,9	162,0	83,8
N	8,4	16,1	3,7	3,5

Hat also eine grössere Kraft magnetisirend gewirkt und folgt darauf eine kleinere in demselben Sinne, so nimmt das verschwindende Moment bis zu einem kleineren Werthe ab, obgleich das permanente Moment nicht geändert wird. Je geringer die erste grössere Kraft ist, desto geringer ist bei wiederholten Wirkungen der kleineren Kraft diese Abnahme, so dass wieder in allen Fällen nach wiederholten Magnetisirungen durch letztere derselbe Werth von V_m erreicht wird. Bleibt die grössere Kraft unverändert, wird aber die kleinere von der Grösse der ersteren an bis auf Null vermindert, so nimmt obige Abnahme erst von Null zu bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab bis zu Null.

Wird ein Stab, der ein permanentes Moment P besitzt, in demselben 495
Sinne durch eine Kraft i magnetisirt, welche für sich nur ein kleineres permanentes Moment p erzeugen könnte, so ist der durch i erzeugte verschwindende Magnetismus gesteigert, wenn $P - p$ klein ist, er ist vermindert, wenn $P - p$ gross ist.

So war z. B. bei einem weichen Eisenstab, wenn i in allen Fällen nur zwischen 84,53 — 84,97 schwankte:

P	67	84	108	134	147
V_1	291,6	296,4	305,2	298,9	293,0
V_n	282,6	290,2	295,0	285,0	277,4
Δ	9,0	6,2	10,2	13,9	15,6

und ebenso bei verschiedenen Werthen von P für je dasselbe i:

P	V	V	V	V	V
22	37,0	—	—	—	—
123	34,3	105,0	—	—	—
180	33,8	129,4	249,5	—	—
213	32,3	136,5	315,3	434,0	—
243	27,8	118,5	339,5	465,5	567,7
260	27,2	112,7	334,8	472,7	573,5
262	—	111,2	332,0	470,7	577,7
$i =$	31	72	129	214	357

Nach diesen Versuchen kann bei derselben Intensität i des netisirenden Stromes und wachsendem permanenten Magnetismus Stabes der durch i erzeugte verschwindende Magnetismus erst wa dann abnehmen.

Der verschwindende Magnetismus V_n, welcher bei $n$maliger wirkung einer kleineren magnetisirenden Kraft i in einem durch grössere Kraft I auf den permanenten Magnetismus P gebrachten net erzeugt wird, ist also von der Grösse des letzteren durchaus unabhängig [1]).

496 Wirkt auf einen permanent magnetisirten Magnetstab eine d sprünglichen magnetisirenden Kraft entgegen wirkende Kraft, wir Magnet z. B. in eine vom Strom durchflossene Drahtspirale in entg gesetzter Richtung eingeschoben, als bei der Magnetisirung, so er sich bereits aus den §. 462 u. f. erwähnten Versuchen des Verfass folgenden Sätze [2]):

1. Wird einem magnetisirten Stabe durch entmagnetisirende S der permanente Magnetismus entzogen, so kann bei einer gewissen S

[1]) Entgegen den Versuchen von Jamin (Compt. rend. 77, p. 1388, wonach der von einem Strom i hervorgerufene (verschwindende) Magn von der Grösse des vorhandenen permanenten Magnetismus unabhängi sollte. — [2]) Nach Jamin (l. c.) sollte die durch einen Strom $-i$ er Verringerung des permanenten Magnetismus P eines Stabes von der des letzteren unabhängig und dem absoluten Werth nach doppelt so gr als der durch den Strom $+i$ in einem neutralen Stab hervorgerufene perm Magnetismus; indess bewährt sich dieser Satz bei genauer Untersuchung Siehe Chwolson, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. 7, p. 535, 1876*.

stärke der temporäre Magnetismus des Stabes umgekehrt erscheinen gegen den früheren permanenten Magnetismus des Stabes, während nach Oeffnen des Stromes der permanente Magnetismus, wenn auch schwächer, so doch noch in der früheren Polarität hervortritt. Erst bei stärkeren Strömen wird der letztere völlig vernichtet und erscheint dann auch bei Aufhebung der Ströme umgekehrt.

Der permanente Magnetismus der Stäbe nimmt hierbei schneller ab, als die Intensitäten der entmagnetisirenden Ströme zunehmen. Zur vollständigen Vernichtung des permanenten Magnetismus ist ein schwächerer Strom erforderlich, als zur Erzeugung desselben erforderlich war. Bei weiterem Zunehmen der entmagnetisirenden Ströme nähern sich die dem Stabe, jetzt in entgegengesetztem Sinne, wie früher, ertheilten permanenten Magnetismen einem Maximum.

2. Hat man durch Einwirkung eines Stromes einen durch Ausglühen 497
unmagnetisch gemachten Stab magnetisirt und ihn sodann durch einen Gegenstrom entmagnetisirt, so vermag, abgesehen von den kleinen Aenderungen, wie sie stets bei wiederholten Magnetisirungen beobachtet werden, weder dieser Gegenstrom, noch einmal angewandt, noch ein schwächerer Strom in gleichem Sinne wie derselbe, dem Stab permanenten Magnetismus in einer, der ursprünglichen Magnetisirung entgegengesetzten Richtung zu ertheilen. Wohl aber magnetisiren Ströme von gleicher Intensität wie die Gegenströme, aber in der Richtung des ursprünglich magnetisirenden Stromes angewandt, den Stab schwächer oder stärker. Es ist demnach für die Untersuchung der Einwirkung galvanischer Ströme auf einen unmagnetischen Stahlstab durchaus nicht gleichgültig, ob der Stab durch Ausglühen völlig entmagnetisirt worden ist, oder ob man ihn nur durch die Einwirkung nach einander folgender, entgegengesetzt gerichteter Ströme scheinbar unmagnetisch gemacht hat.

Aehnliche Beobachtungen, wie die erwähnten, sind schon früher von Ritchie und Jacobi [1]) gemacht worden. So fand Ritchie, und Jacobi bestätigte die Beobachtung, dass ein gehärteter Stahlhufeisenmagnet durch Streichen schwer entgegengesetzt magnetisirt wird, während ein einziger Strich genügt, um ihm nach der Entmagnetisirung die frühere Polarität wiederzugeben.

Auch Abria [2]) hat schon nachgewiesen, dass zum Entmagnetisiren der magnetisirten Stahlnadel ein schwächerer Strom erforderlich ist, als zum Magnetisiren.

---

[1]) Ritchie, Phil. Mag. [3] 3, p. 124, 1833*; Pogg. Ann. 29, p. 467*; Jacobi, Pogg. Ann. 31, p. 367, 1834*. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 1, p. 429, 1844*. Die anderen Resultate desselben Physikers, nach denen der permanente Magnetismus der durch eine vom Strom durchflossene Spirale magnetisirten Stahlnadeln mit wachsender Länge oder abnehmender Dicke derselben erst der ersten Potenz, dann dem Quadrat der Intensität des Stromes, also immer schneller zunimmt, konnten keine einfachen Beziehungen ergeben.

Ferner hat Marianini [1]) Eisen- und Stahlstäbe durch galvanis Ströme magnetisirt, welche durch eine sie umgebende Spirale gelei wurden, und sie nachher durch einen entgegengesetzten Strom entm netisirt; ebenso hat er durch Streichen nach der einen oder ande Richtung dasselbe Resultat erzielt. Auch er fand dabei den oben a gesprochenen Satz [2]).

498 Mittelst der Reibungselektricität hat Marianini analoge Versu angestellt.

Zuerst wurde durch wiederholte Entladungen einer Elektricit menge + 10 der Magnetismus eines in einer Spirale liegenden Eis drahtes von + 7 auf + 31 gesteigert. Wurde er dann durch entgeg gesetzte Entladungen auf 0 reducirt und wieder einer Entladung + ausgesetzt, so stieg sein Magnetismus sofort auf + 15.

Wurde er aber durch die Entladung — 10 zuerst auf — 7, d durch positive Entladungen auf + 35, dann durch negative Entladun auf 0 gebracht, so gab die negative Entladung — 10 ihm nur die M netisirung — 3. Er verhielt sich also nach den entgegengesetzten Se verschieden. Marianini giebt an, dass die Vernichtung des Magnetis hierbei auch durch einen galvanischen Strom oder einen Magneten schehen kann.

499 3. Bei einer anderen Reihe meiner Versuche wurde ein durch A glühen entmagnetisirter Stab durch einen Strom von einer bestimt Intensität i magnetisirt und sodann durch einen Gegenstrom nur Theil entmagnetisirt. Wollte man dem auf diese Weise geschwäc Magnetstab sein früheres permanentes Moment wiedergeben, so war ein Strom von der gleichen Intensität i wie vorher erforderlich.

4. In einem anderen Falle wurde ein durch Ausglühen völlig magnetisirter Stab auf ein permanentes Moment A gebracht und d einen Gegenstrom von der Intensität i_b auf das permanente Mome reducirt. Durch einen dem ersten Strom gleichgerichteten, aber schwä ren Strom erhielt sodann der Stab das permanente Moment C. Um nun von der Magnetisirung C auf die Magnetisirung B zu bringen, wieder ein Gegenstrom von der Intensität i_b erforderlich. Hierbei ko selbstverständlich B positiv, Null oder negativ sein.

Die ad 1 bis 4 erwähnten Resultate gelten indess nur in so fern man die durch wiederholte Einwirkungen derselben magnetisiren Kraft bedingten Veränderungen des magnetischen Momentes vernach

[1]) Marianini, Raccolta, 1, p. 1; Ann. de Chim. et de Phys. 16, p und 448, 1846*. — [2]) Derselbe Satz ist noch wiederholt von Jamin, Co rend. 75, p. 1796, 1872* und Rowland, Phil. Mag. 48, p. 321, 1874* pub worden.

zeigt. Eigentlich sollten dabei die Körper jedesmal so oft der Kraft ausgesetzt werden, bis sie einen constanten Zustand angenommen haben [1]).

Ferner folgt aus meinen Versuchen: 500

Bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen durch Ströme von derselben Intensität werden Anfangs die durch dieselbe magnetisirende Kraft erhaltenen permanenten Momente etwas grösser, als vorher; sie wachsen Anfangs immer noch schneller, als die magnetisirenden Ströme, aber weniger schnell, als zuerst. Dabei tritt der Wendepunkt, von dem an die Magnetismen langsamer zunehmen, schon bei einer schwächeren Intensität als vorher ein. Endlich wird die durch den stärksten angewandten Strom erreichbare Magnetisirung allmählich ein wenig kleiner. Beim Entmagnetisiren fallen gleichfalls die Magnetismen etwas langsamer ab, als vorher. Der bei dem ersten Male zum Entmagnetisiren genügende Gegenstrom lässt dabei dem Stabe ein bei Wiederholung der Operation immer grösser werdendes Residuum. Erst nach mehrfacher Hin- und Hermagnetisirung eines Stabes erlangt er einen constanten Zustand, wo er sich bei ferneren Magnetisirungen stets gleich verhält.

Indem bei wiederholter Anwendung der entgegengesetzten Ströme von gegebener Intensität I und $-I^1$ das Maximum der Magnetisirung allmählich auf eine bestimmte Grösse sinkt, das Minimum aber um ein bestimmtes steigt, sind die durch die angewandten Ströme erreichbaren Magnetisirungen in engere Grenzen eingeschlossen, als vorher.

Ueber die Grenzen dieser Magnetisirungen hinaus durch noch stärkere Ströme magnetisirt, verhält sich der Stab wieder ähnlich, wie bei einer ersten Magnetisirung. Die Magnetismen steigen anfangs schneller als die Intensitäten der Ströme, und nähern sich erst bei noch stärkeren Strömen dem Maximum [2]).

Einige Sätze, welche auch schon aus den früheren folgen, hat Auerbach [3]) aufgestellt: 501

---

[1]) Vergl. Fromme, Pogg. Ann. 155, p. 305, 1875*, Ergänzungsbd. 7, p. 390, 1876* u. l. c. — [2]) Weniger deutlich, als bei den vorliegenden Versuchen, zeigen sich diese Verhältnisse bei einigen Versuchen von Joule (Phil. Trans. 1856, 1, 287*), bei denen er namentlich den „magnetic set", d. h. die Aenderung des permanenten Magnetismus eines durch einen Strom magnetisirten Stabes bei Umkehrung der Stromesrichtung untersuchte. Die Magnetismen der vertical gestellten Stäbe wurden durch Ablenkung einer ihrem Ende genäherten Magnetnadel bestimmt. Bei Stahlstäben sollte der „magnetic set" zuerst nahezu proportional dem Quadrate der Stromintensität, dann schneller als die dritte Potenz, dann wieder langsamer bis zur Sättigung wachsen. Bei zwei halbcylinderförmigen Magneten, bei denen die Anziehung ein Maass für die Magnetisirung war, sollte die Aenderung des „set" bei Umkehrung des Stromes dem Quadrate der Stromintensität nahezu proportional sein. — [3]) Auerbach, Wied. Ann. 14, p. …, 1881*. In Betreff der weiteren Ausführungen verweisen wir auf die Originalabhandlung.

Wird ein Stab durch eine Kraft I magnetisirt und folgt darau
Kraft I_1, so ist der temporäre Magnetismus unabhängig von I,
$I < I_1$ ist, er wächst mit I, wenn $I > I_1$ war (s. meinen Satz §.

Gehen einer magnetisirenden Kraft I_n, welche unmittelbar das t
räre Moment m_0 erzeugen würde, eine Reihe von Kräften I ... I_p
so wird das Moment ein anderes $m_0 + \delta$, für welches je die grösst
der Kraft I_n vorhergehende Kräfte maassgebend ist. Liegen zwei K
I_1 und I_2, welche der Kraft I vorangehen, nach entgegengesetzten
tungen, so ist die zweite I_2 nur dann allein maassgebend für die A
dung des direct durch I zu erzeugenden Momentes m, wenn I_2
grösser ist, als $I_1 - I$; in anderen Fällen bestimmen beide das M
(vergl. meinen Satz §. 500).

Alle diese Verhältnisse werden durch die Aenderung der B
lichkeit der Molecüle durch die Magnetisirungen beeinflusst.

502 Wird ein Stahlstab bis zum Verschwinden seines Magnetismu
magnetisirt, so ist in der von v. Waltenhofen (§. 460) für die
netisirung durch aufsteigende Ströme aufgestellten Formel $m = k$.
oder wenn g constant ist, $m = k_1 i^{5/4}$, die Magnetisirungsconstante
so mehr geändert, je stärker der vorher vernichtete Magnetismus
sie wird kleiner, wenn man die ursprüngliche Polarität umkehre
grösser, wenn sie wieder hergestellt wird[1]).

So war z. B., wenn derselbe Stab nach einander die Momente
halten hatte, dann entmagnetisirt war und nun entweder durch d
ben Strom i in entgegengesetzter (I) oder in gleicher Richtung (II)
netisirt wurde:

i	I		II	
	m	k_1	m	k_1
2	0,457	0,181	0,503	0,200
4	0,915	0,144	1,372	0,216
6	1,464	0,134	2,196	0,201
8	2,196	0,137	3,527	0,220
10	2,746	0,128	4,677	0,217
15	4,217	0,114	7,086	0,192

Im zweiten Falle ist also k_1 ziemlich constant, im ersten w
bei wachsender erster Magnetisirung immer kleiner.

---

[1]) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. **121**, p. 452, 1864*; Wien. Ber.
p. 518*.

Nach Bouty[1]) lässt sich das temporäre Moment, welches ein zur Sättigung permanent magnetisirter Stab bei Einwirkung einer neuen magnetisirenden Kraft annimmt, durch eine Formel aus zwei Gliedern darstellen, deren jedes die Gestalt der Green'schen Formel hat: 503

$$y = \alpha_1 \left(l - \frac{2}{\beta_1} \frac{e^{\frac{\beta_1 l}{2}} - e^{\frac{-\beta_1 l}{2}}}{e^{\frac{\beta_1 l}{2}} + e^{\frac{-\beta_1 l}{2}}} \right) + (A_2 - \alpha_2) \left(l - \frac{2}{\beta_2} \frac{e^{\frac{\beta_2 l}{2}} - e^{\frac{-\beta_2 l}{2}}}{e^{\frac{\beta_2 l}{2}} + e^{\frac{-\beta_2 l}{2}}} \right).$$

Die Werthe β_1 und β_2 entsprechen der temporären und der permanenten Magnetisirung bis zur Sättigung; der Werth α_1 ist der Werth der Constanten A in der Formel von Biot (§. 405) für das temporäre Moment, welches der Stab bei der ersten Magnetisirung durch die angewendete magnetisirende Kraft F annimmt, der Werth $A_2 - \alpha_2$ die Differenz der entsprechenden Werthe für das permanente Moment bei der Sättigung und das durch die Kraft F erzeugte permanente Moment. Wirkt ein entmagnetisirender Strom auf einen gesättigten Stab, so wird das erste Glied negativ.

Lässt man nach Gaugain auf einen Stahlstab nach einander abwechselnd in entgegengesetzter Richtung immer schwächere magnetisirende Kräfte wirken, so kann man ihn bei geeigneter Wahl derselben zuletzt so weit entmagnetisiren, dass er sich dann gegen neue magnetisirende Kräfte nach beiden Richtungen wieder fast gleich verhält[2]). Bei neuer Magnetisirung des Stabes tritt das schnellere Ansteigen im Anfange und der Wendepunkt weniger hervor[3]). 504

Zweckmässig wendet man hierbei nach Auerbach[3]) abwechselnd gerichtete Ströme an, deren Intensität sich durch die Formeln $-I, +(I-\varepsilon), -(I-2\varepsilon), +(I-3\varepsilon), \cdots \pm (I-n\varepsilon)$ u. s. f. darstellen lassen, wo die letzte Kraft gleich Null ist. Je kleiner ε ist, desto vollständiger erfolgt die Entmagnetisirung. I muss in entsprechender Grösse gewählt werden. — Dass hierbei der Magnetstab nicht wieder in denselben Zustand kommt, wie vor jedem magnetischen Einflusse, folgt daraus, dass durch die wiederholte Einwirkung der abwechselnd gerichteten Kräfte seine Theilchen hin- und hergedreht und dadurch beweglicher werden[4]).

Auch beim wiederholten Streichen einer Magnetnadel in entgegengesetzten Richtungen zeigen sich analoge Erscheinungen. 505

Wurde bei den §. 487 erwähnten Versuchen von Quetelet eine durch eine bestimmte Anzahl Striche magnetisirte Nadel entgegengesetzt gestrichen, so verlor sie schon beim ersten Striche, oder bei grösserer

[1]) Bouty, Ann. de l'école normale [2] 5, p. 150, 1876*; auch Compt. rend. p. 1050, 1876*; Journ. de Phys. 5, p. 346, 1876*. — [2]) Gaugain, Compt. 77, p. 1074, 1873*. — [3]) Auerbach, Wied. Ann. 16, p. 554, 1882*. — …ss ein oft wiederholten abwechselnden Kräften ausgesetzter Stab den Wende… t bei neuem Aufsteigen der Magnetisirungen immer schwächer zeigt, habe …chon früher angegeben; vergl. §. 500.

Masse nach den zwei ersten Strichen ihren ganzen Magnetismus und kehrte sogar ihre Polarität um. Indess nimmt die Nadel durch eine gleiche Anzahl Striche, wie vorher, nicht ein ganz gleich grosses entgegengesetztes Moment an. So betrugen z. B. die Schwingungsdauern bei einer 15 cm langen, 15 mm breiten und 7 cm dicken Nadel bei auf einander folgenden Umkehrungen der Magnetisirung:

Striche	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
+ 1	+ 195	+ 235,2	+ 250	+ 257,3	+ 262	+ 245,5	+ 292	+ 246	+ 176
+ 24	+ 127,5	+ 135,3	+ 141,8	+ 141,5	+ 148,5	+ 150,7	+ 153,7	+ 151,9	+ 153,0
— 1	—	—	— 261	— 407,0	— 355	— 353	— 305	— 314	—
— 24	— 145,5	—	— 148,3	— 153,5	— 156	— 156	— 157,5	— 155,3	—

Die negativen Vorzeichen bedeuten die der ursprünglichen (+) entgegengesetzte Magnetisirung der Nadel.

Das durch eine gleiche Anzahl Striche bei der Magnetisirung erzeugte magnetische Moment der Nadel ist also bei jeder Umkehrung geringer. Dabei sind zuerst die Magnetismen grösser, welche der Richtung der ersten Striche entsprechen. Nachher nähern sich aber die Magnetismen bei beiden Richtungen der Magnetisirung derselben constanten Grösse.

Die letzten Reihen, welche bei der negativen und positiven Magnetisirung der Nadel erhalten wurden, gaben magnetische Momente, welche ziemlich gut den Formeln:

$$+M = +4{,}38\left(1 - 0{,}36^{\sqrt{x - 0{,}8236}}\right) \text{ und } -M_1 = -4{,}1\left(1 - 0{,}36^{\sqrt{x - 0{,}}}\right.$$

entsprechen.

506 Analoge Resultate ergeben sich auch bei den Versuchen von Herrmann und Scholz.

Wurden Stahlstäbe durch wiederholtes Anlegen an eine mit Papier belegte Magnetlamelle auf ein permanentes Maximum m gebracht, welches sich nach längerem Aufbewahren der Stäbe durch Erschütterungen auf m_1 erniedrigte, und nun die Stäbe in umgekehrter Lage den magnetisirenden Kräften ausgesetzt, so kehrte sich schon bei der ersten Wirkung der permanente Magnetismus auf den Werth $-b$ um; und dieser entgegengesetzte permanente Magnetismus wuchs beim zweiten entgegengesetzten Anlegen auf den Werth $-b_2$, beim wiederholten auf das negative Maximum $-n$, welches kleiner war als m_1. Die Maxi... und m_1 zeigten kein regelmässiges Verhältniss zu einander; indess lag $(m_1 - b)/(m_1 - n)$ bei allen (39) Stäben zwischen den Grenzen 0,9... 0,74, $(m_1 - b_2)/(m_1 - n)$ bei 32 Stäben zwischen den Grenzen 0,9...

0,80 eingeschlossen, gleichviel ob die Umkehrung der Polarität durch eine Spirale oder die Magnetlamelle erfolgte. Längere Einwirkung der letzteren hatte auch hier keinen wesentlichen Einfluss. — Genauere Resultate, als die erhaltenen, sind hier nicht zu erwarten, da die angegebenen Verhältnisse sich vollständig mit der Grösse der magnetisirenden und den Magnetismus umkehrenden Kräfte ändern.

Der in einem Stahlmagnete durch eine der ursprünglichen entgegen- 507
gesetzte magnetisirende Kraft erzeugte temporäre Magnetismus kann zu einer scheinbar anomalen, schon von älteren Physikern, wie Aepinus und Musschenbroek beobachteten Erscheinung Veranlassung geben. Nähert man dem einen (Nord)pol eines nicht zu stark magnetisirten Stahlstabes A einen gleichnamigen (Nord)pol eines zweiten stark magnetischen Stahlstabes B, so wird nach den bekannten Gesetzen der erste Pol A durch den zweiten B abgestossen. Bringt man aber den stärkeren Pol B dicht an den schwächeren Pol des ersten Magnetes, so verwandelt sich diese Abstossung in eine Anziehung. Entfernt man den Magnet B wieder von A, so tritt von Neuem bei weiterer Entfernung der Magnete eine Abstossung hervor.

Der Grund dieser Erscheinung ist, dass bei unmittelbarer Berührung des starken Poles B mit dem schwachen Pole A temporär in letzterem ein dem schon vorhandenen permanenten Magnetismus entgegengesetzter temporärer Magnetismus erregt wird, welcher aber beim Aufhören der wirkenden Kraft, d. i. bei Entfernung des Poles B, wieder der früheren Polarität Platz macht. Im Inneren des Magnetstabes A bleibt in weiterer Entfernung von den beiden Polen die frühere Polarität bei, indem die die Molecüle richtende Kraft von B aus bis zu den dort liegenden Theilchen sich nicht mit solcher Stärke erstreckt, dass sie ihre Lage umkehrt. Entfernt man daher den Pol B, so wird durch die Einwirkung dieser von A entfernteren Molecüle die frühere Polarität wieder hergestellt.

Sind indess die Magnete sehr ungleich, so kann sich bei der Berührung die Magnetisirung des schwächeren permanent umkehren [1]).

Da durch magnetisirende Kräfte auch in einem bis zur Sättigung 508
permanent magnetisirten Stahlstabe temporärer Magnetismus erzeugt werden kann, so ändert sich das magnetische Moment von Stahlmagneten, welche man in eine mehr oder weniger geneigte Stellung gegen die Inclinationsrichtung bringt, durch den Einfluss des Erdmagnetismus [2]). Man kann diese Aenderungen untersuchen, indem man in einer bestimmten Entfernung vor den Polen eines vertical gestellten Stahlmagnetes Magnetnadeln aufstellt und ihre Oscillationsdauer bestimmt. Befindet sich der

[1]) Vgl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. 45, p. 375, 1838*. — [2]) Kupffer, Pogg. Ann. 12, p. 121*; Kastner's Archiv 13, p. 13, 1828*.

Nordpol des Magnetes unten, so verstärkt der Erdmagnetismus tempor
sein Moment, befindet sich der Südpol unten, so schwächt er dasselbe.

509 Ueber die Aenderungen des temporären und permanen
ten Magnetismus von Eisendrähten durch Ströme, welch
durch dieselben hindurchgeleitet wurden, habe ich einig
Versuche angestellt[1]).

Dieselben wurden in ganz ähnlicher Weise ausgeführt, wie di
§. 461 beschriebenen. Eisen- und Stahldrähte von etwa 58 cm Läng
und 2 mm Dicke wurden in der Axe einer etwa 55 cm langen, 1 cm weite
Spirale von Kupferdraht in horizontaler Lage in der Richtung von Os
nach West vor einem in einer dicken Kupferhülse schwebenden Stahl
spiegel ausgespannt. Nach ihrer Magnetisirung durch den herumgeleite
ten Strom wurde ein Strom durch sie hindurchgeleitet. Hierzu waren a
den Enden der Drähte Klemmschrauben befestigt, deren Durchbohrun
der Richtung der Drähte entsprach. Von denselben aus wurden di
kupfernen Leitungsdrähte etwa auf je 50 bis 60 cm Länge in der Rich
tung der Verlängerung des Drahtes fortgeführt, sodann vertical nac
unten bis auf den 1 m entfernten Fussboden und dort wieder parallel de
oberen Leitung zur Säule geleitet. Ein Gyrotrop gestattete die Umkeh
rung des Stromes. Bei anderen Versuchen wurden Eisen- und Stahlstäb
von 238 mm Länge und 11,2 mm Durchmesser in der Axe einer ostwes
lich vor dem Stahlspiegel liegenden Drahtspirale von 250 mm Länge un
6 mal 122 Windungen von Kupferdraht, von 34 mm innerem und 54 m
äusserem Durchmesser befestigt. Auf ihre Enden waren Messingkappe
geschoben, von denen aus in der Richtung der Axe der Stäbe erst dicke
dann dünnere Leitungsdrähte fortgeführt waren.

Durch Ersatz der Drähte und Stäbe durch einen Messingdraht od
Zinkstab konnte man sich überzeugen, dass der hindurchgeleitete Strö
selbst den Magnetspiegel nicht ablenkte.

In den folgenden Tabellen sind einige der Resultate verzeichn
welche ich erhielt, während die Stäbe und Drähte beständig der magn
tisirenden Kraft unterworfen waren. Unter I_0 sind die Ablenkungen d
Spiegels des Magnetometers angegeben, wenn jene Kraft allein wirkt
unter I_{ns} und I_{sn} die Ablenkungen, wenn der Strom durch die Stäbe i
der Richtung vom Nordpol zum Südpol oder umgekehrt floss.

Die eingeklammerten Zahlen bezeichnen die nach oftmalig unte
brochenem Durchleiten des Stromes in derselben Richtung erhalten
Werthe.

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 117, p. 213, 1862* und neuere Versuch
und später ganz ähnlich Buff, Ann. der Chem. u. Pharm. Supplementbd.
p. 147, 1864 u. 1865*.

I. Harter (*H*), weicher (*W*) Stahlstab und Eisenstab (*E*).

	H	*W*	*E*		*H*	*W*	*E*
I_0	315,3	283,1	342,7	I_0	273,3	293,0	375,5
I_{ns}	318,5	291,8	354	I_{sn}	276,8	302,3	389
I_0	318,7	293,1	354,5	I_0	277,3	303	390
I_{ns}	319,5	293,8	355	I_{sn}	277,5	303,8	390
I_0	319,2	294,3	355,5	I_0	277,8	303,8	391
(I_{ns})	319	294,8	357	(I_{sn})	277,7	304,3	390,7
(I_0)	319,2	294,3	356,7	(I_0)	278,5	304	391,8
I_{sn}	321,5	299,8	361	I_{ns}	279,6	308,6	397,3
I_0	321,2	299,5	361	I_0	279,5	308,8	397,2
(I_{sn})	(321,7)	299,8	362	(I_{ns})	279,8	309,3	397,7
(I_0)	(321,5)	299,8	362,5	(I_0)	279,8	309,0	398

und nach oftmaliger Umkehrung der Stromesrichtung

I_{sn}	322	304,5	365	I_{ns}	280,8	311,8	400,5
I_0	322	304,3	365	I_0	280,3	311,6	401
I_{ns}	322	304,6	365	I_{sn}	280,8	311,8	400,5
I_0	322	304,3	365	I_0	280,5	311,6	401

II. Harter (*H*) Stahldraht und weicher Eisendraht (*E*).

	H	*E*	*H*	*E*
I_0	116,5	116,5	I_0	111
I_{ns}	112	112	I_{sn}	106,5
I_0	117,5	117,5	I_0	113
I_{ns}	112	112	I_{sn}	106,7
I_0	117,5	117,5	I_0	113
(I_{ns})	112	112	(I_{sn})	106,7
(I_0)	117,7	117,7	(I_0)	113
I_{sn}	111	111	I_{ns}	117,3
I_0	118	118	I_0	114
(I_{sn})	111	111	(I_{ns})	117,3
(I_0)	118	118	I_0	114

510 Die folgende Tabelle giebt das Verhalten permanent magne sirter Stäbe und Drähte nach dem Oeffnen des Stromes in der Mag tisirungsspirale. Die Bezeichnungen I_0, I_{ns}, I_{sn} beziehen sich wieder auf die Ablenkungen des Magnetspiegels vor oder nach und während Einwirkung des durch die Drähte geleiteten Stromes.

Harter (*H*), weicher (*W*) Stahlstab und Eisenstab (*E*).

	H	*W*	*E*		*H*	*W*	*E*
I_0	124,5	80,5	39	I_0	119	98	41
I_{ns}	122,5	75	31,5	I_{sn}	117,7	82,7	30,
I_0	122	75	31,5	I_0	117,5	82,2	30,
I_{ns}	122	74,5	30,7	I_{sn}	117,4	81,7	3
I_0	122	74,5	30,5	I_0	117,2	82	30
(I_{ns})	122,5	74,3	30	(I_{ns})	117,4	81,5	29
(I_0)	122	74,2	30	(I_0)	117,2	81,5	29
I_{sn}	121	71	26,5	I_{ns}	116,3	78	2
I_0	121	70,7	26,2	I_0	116	78	2
(I_{sn})	121,5	70,5	25,5	(I_{ns})	116	77,5	2
(I_0)	121,5	70,5	25,2	(I_0)	116	78	2

und nach oftmaliger Umkehrung der Stromesrichtung

I_{sn}	121,5	68,5	23	I_{ns}	115,5	74,5	2
I_0	121	68,5	23	I_0	115,5	74,7	2
I_{ns}	121,2	68,2	23,1	I_{sn}	115,5	74,7	2
I_0	121	68,2	23	I_0	115,7	74,7	2

Bei einem harten (*h*), weichen (*w*) Stahldraht und Eisendraht ergaben sich nach oftmals wiederholtem Hin- und Herleiten eines Stro durch dieselben die permanenten Momente I_0 nach dem Oeffnen de der einen und anderen Richtung hindurchgeleiteten Stromes nach ander, wenn das erst ertheilte permanente Moment *I* ist

h)	$I = 92$	$I_0 = 90$	90	90	—	—	
w)	$I = 186$	$I_0 = 150$	149	149,8	149	149	
e)	$I = 179$	$I_0 = 13$	13,5	14	14	14	

511 Aus diesen und anderen Versuchen ergiebt sich:

1. Leitet man durch einen Eisendraht, welcher in der Axe Magnetisirungsspirale liegt und in derselben temporär magnetisirt

während der magnetisirende Strom geschlossen bleibt, einen Strom, so vermindert sich sein temporärer Magnetismus bei dünnen Drähten; er vermehrt[1]) sich bei dickeren Stäben. Nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes tritt derselbe stärker auf als vorher. Bei wiederholtem Schliessen des hindurchgeleiteten Stromes, gleichviel welches seine Richtung ist, vermindert sich darauf stets der temporäre Magnetismus und tritt nach dem Oeffnen des Stromes in gleicher Stärke wie vorher auf.

2. Leitet man durch den Eisendraht, nachdem der magnetisirende Strom geöffnet worden ist, einen Strom, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus. Beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes wächst derselbe ein wenig, aber nicht bis zur früheren Stärke. — Wiederholtes Schliessen und Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes vermindert den permanenten Magnetismus des Drahtes nur noch sehr wenig. Wird aber ein Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Draht geleitet, so vermindert sich sein Magnetismus wieder sehr stark. Nach oft wiederholtem Hindurchleiten des Stromes in der einen und anderen Richtung erreicht der Stab einen constanten Zustand, bei dem der Magnetismus während des Hindurchleitens des Stromes und nach dem Oeffnen desselben nahezu constant bleibt.

In ähnlicher Weise hat man schon vor langer Zeit, u. A. auch Marianini[2]), beobachtet, dass der Schlag einer Leydener Flasche, welchen man durch die Axe eines Magnetstabes leitet, seinen Magnetismus vermindern kann.

Es versteht sich von selbst, dass man die eben beschriebenen Veränderungen des Momentes auch beobachten kann, indem man die Drähte ausser mit der Magnetisirungsspirale, noch mit einer Inductionsspirale umgiebt, die mit einem Galvanometer verbunden ist. Werden die Molecularmagnete durch einen um den Eisenstab herumgeleiteten Strom in die axiale und dann durch einen hindurchgeleiteten Strom in die transversale Lage gedreht, so werden in den Windungen der Inductionsspirale abwechselnd Ströme inducirt, welche den Molecularströmen der magnetischen Molecüle resp. entgegen und gleich gerichtet sind. 512

Als daher Buff[3]) durch einen Eisenstab von 5 mm Durchmesser und 20 cm Länge mittelst eines dem Bd. I, §. 323 beschriebenen Interruptor ähnlichen Apparates den unterbrochenen Strom eines Bunsen'schen Elementes leitete, dem Stabe von dem einen Ende her den einen Pol eines kräftigen Magnetstabes näherte und ihn mit einer Inductionsspirale verband, welche mit dem Galvanometer durch das zweite Rad des Interruptors in der Weise communicirte, dass die letztere Leitung nur beim

[1]) Letzteres hat zuerst Villari (Pogg. Ann. 126, p. 103, 1865*) gefunden. — [2]) Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 16, p. 436, 1846*. — [3]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplbd. 3, 1864 und 1865*.

Schliessen oder nur beim Oeffnen des unterbrochenen Stromes geschlo war, so zeigte die Nadel des Galvanometers Ablenkungen, die ganz oben angedeuteten Aenderungen der Lagerung der magnetischen Mole entsprechen [1]).

---

[1]) Vermittelst dieser Methode, welche kleine Aenderungen des Moments bestimmen gestattet, hat Villari (Pogg. Ann. 126, p. 103, 1865*) zu n versucht, dass Eisen- und Stahlstäbe sich verschieden verhalten. Diese waren in eine Magnetisirungsspirale von 585 mm Länge, 225 mm äusse 110 mm innerem Durchmesser eingelegt, welche von dem Stabe durch eine einem entfernten Spiegelgalvanometer verbundene, aus 1 mm dickem Ku draht gewundene Inductionsspirale von 600 mm Länge, 30 mm äusserem 19 mm innerem Durchmesser getrennt war.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungen des Textes ergab sich z. B.

Harter Stahlstab (370 mm lang, 7 mm dick).

a) Magnetisirungsspirale geschlossen:

I_{ns_1}	+ 180	I_{ns_4}	− 6	I_{sn_1}	+ 150	I_{sn_4}	+
I_0	+ 25	I_0	+ 6	I_0	+ 12	I_0	−
I_{ns_2}	+ 7	I_{ns_5}	− 6	I_{sn_2}	+ 20	I_{sn_5}	+
I_0	+ 9	I_0	+ 6	I_0	0	I_0	−
I_{ns_3}	− 3	I_{ns_6}	− 6	I_{sn_3}	+ 9	I_{sn_6}	+
I_0	+ 7	I_0	+ 6	I_0	− 4	I_0	−

b) Magnetisirungsspirale geöffnet:

I_{ns}	− 170	I_{ns_5}	− 12	I_{sn}	− 130	I_{sn_4}	
I_0	− 15	I_0	+ 6	I_0	− 25	I_0	−
I_{ns_2}	− 50	I_{ns_6}	− 8	I_{sn_2}	− 25	I_{sn_9}	+
I_0	− 2	I_0	+ 8	I_0	− 12	I_0	−
I_{ns_3}	− 15	$I_{ns_{10}}$	− 7	I_{sn_3}	− 2	$I_{sn_{10}}$	+
I_0	+ 5	I_0	+ 7	I_0	− 8	I_0	−

Weicher Eisenstab (370 mm lang, 7 mm dick).

a) Magnetisirende Spirale geschlossen:

I_{ns_1}	+ 310	I	+ 100	I_{sn_1}	+ 500	I_0	+
I_0	+ 140	I_{ns_4}	− 95	I_0	+ 120	I_{sn_4}	−
I_{ns_2}	− 90	I_0	+ 95	I_{sn_2}	− 80	I_0	+
I_0	+ 100	I_{ns_4}	− 95	I_0	+ 70	I_{sn_5}	−
I_{ns_3}	− 95	I_0	+ 95	I_{sn_3}	− 85	I_0	+

b) Magnetisirende Spirale offen:

I_{ns_1}	− 700	I_0	− 47	I_{sn_1}	− 600	I_0	−
I_0	− 60	I_{ns_5}	+ 45	I_0	− 100	I_{sn_5}	+
I_{ns_2}	+ 25	I_0	− 46	I_{sn_2}	+ 50	I_0	−
I_0	− 50	I_{ns_6}	+ 45	I_0	− 100	I_{sn_6}	+
I_{ns_3}	+ 35	I_0	− 43	I_{sn_3}	+ 65	I_0	−
I_0	− 50	I_{ns_7}	+ 50	I_0	− 90	I_{sn_7}	+
I_{ns_4}	+ 40	I_0	− 45	I_{sn_4}	+ 72	I_0	−

Aehnliche Versuche hat später auch Gore[1]) angestellt; nur wurde die longitudinale Magnetisirung des in der Inductionsspirale liegenden Drahtes nicht durch einen herumgeleiteten Strom, sondern durch einen

---

Hiernach würde also bei allen temporär magnetisirten Stäben zuerst beim Hindurchleiten eines Stromes eine Zunahme des temporären Momentes stattfinden (die indess nur bei schwächeren Strömen zu beobachten ist). Diese Zunahme erreicht, wie ich bereits gezeigt, bei wiederholtem Hindurchleiten ein Maximum. Nachher verhalten sich Eisen- und Stahlstäbe verschieden. Bei Eisenstäben vermindert sich, wie oben, jedesmal beim Hindurchleiten des Stromes das temporäre Moment und vermehrt sich beim Oeffnen; bei Stahlstäben soll dies nur geschehen, wenn der Strom im Magnete vom Südpol zum Nordpol fliesst; fliesst er umgekehrt, so vermehrt sich das Moment beim Schliessen und vermindert sich beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes.

Bei permanent magnetisirten Stäben wird zuerst beim Hindurchleiten des Stromes das permanente Moment dauernd, wie auch ich gefunden, bis zu einer Grenze vermindert. Ist diese nach wiederholtem Hindurchleiten erreicht, so bringt wiederum in Eisenstäben das Hindurchleiten des Stromes, gleichviel in welcher Richtung er fliesst, eine Vermehrung des Momentes hervor, und beim Oeffnen vermindert sich das Moment. Bei Stahlstäben soll dasselbe stattfinden, wenn der Strom vom Südpol zum Nordpol fliesst. Bei umgekehrter Richtung vermindert sich das Moment beim Schliessen und vermehrt sich beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes.

Wendet man bei diesen Versuchen zu dünne Stäbe an, welche durch den hindurchgeleiteten Strom stark erwärmt werden, so wird jedesmal das Moment vermindert.

Wie ein durch den Stab direct hindurchgeleiteter Strom wirkt ein Strom, der in seiner Axe (z. B. bei Anwendung eines Eisenrohres) in einem isolirten Kupferdraht fliesst. Selbstverständlich übt aber ein Strom, der in einem den Eisenstab umgebenden geschlossenen Rohre z. B. in einem Stanniolblatte fliesst, keine Wirkung aus, da seine Scheidungskraft auf die Molecüle des Stabes gleich Null ist.

Verhalten sich die Molecüle des Stahlstabes wie kleine, um ihren Schwerpunkt drehbare Molecularmagnete, so ist bei gleichartiger Constitution des Stabes nicht abzusehen, wenn dieselben durch einen magnetisirenden Strom mehr oder weniger axial gerichtet sind, weshalb sie durch einen z. B. von dem Süd- zum Nordpol durch den Stab geleiteten Strom in anderer Weise nach der einen Seite aus ihrer Lage abgelenkt werden sollten, wie durch einen vom Nord- zum Südpol geleiteten Strom nach der entgegengesetzten Seite. Ein solcher Unterschied der Ablenkungen müsste aber nach den Versuchen von Villari stattfinden, um die verschiedene Aenderung des Momentes zu begründen. Es wäre dadurch eine ganz neue Eigenschaft der magnetischen Molecüle nachgewiesen, falls die Resultate von Villari nicht auf secundären Ursachen beruhen. Diese könnten einmal darin bestehen, dass bei den verschiedenen Versuchen die Richtung des ersten, durch den magnetisirten Stahlstab hindurchgeleiteten Stromes verschieden wäre, wodurch gleich von Anfang an die Molecüle eine einseitige Richtung bekämen, um welche sie bei den darauf folgenden Einwirkungen abwechselnd gerichteter Ströme hin und her oscillirten, um sich entweder mehr in die axiale oder die transversale Lage zu begeben und so das Moment des Stabes zu steigern oder zu verringern. Dann könnten aber auch die Inductionswirkungen der nicht symmetrisch liegenden Theile der Stromesleitung je nach der Richtung trömes Fehlerquellen einführen. Bei den im Texte angeführten und ähn- Versuchen des Verfassers haben sich die Resultate von Villari nicht igt. Wurden die Stahlstäbe durch einen ganz gleich liegenden Zink- oder agstab ersetzt, so zeigten sich beim abwechselnd gerichteten Hindurchleiten tromes ganz gleiche Aenderungen der Ablenkungen des Stahlspiegels, die nur von der unsymmetrischen Aenderung der Leitung herrührten.

1) Gore, Proceed. Roy. Soc. Nr. 108, 1869, p. 260, Phil. Mag. [4] 38, p. 64.

unterhalb, ihm parallel gelegten Magnetstab bewirkt. Ist der Dra den hindurchgeleiteten Strom zur hellen Rothgluth erhitzt un man ab, bis die Nadel des mit der Inductionsspirale verbundenen meters auf Null steht, so bleibt dieselbe beim Oeffnen des hin leiteten Stromes einige Zeit auf Null, schlägt dann aber plötz Dies ist ein Zeichen, dass der Magnetismus bei dem Abkühlen plötzlich hervortritt (vergl. das Capitel „Beziehungen des Mag zur Wärme").

513 Ganz ähnliche Versuche über den Einfluss transversaler sirung auf das Moment longitudinal magnetisirter Eisenröhren Werner Siemens[1]) ausgeführt worden, indem er ein Eisen 15 mm innerem Durchmesser, 150 mm Länge und 1 mm Wandst zwei Spiralen umgab, deren Windungsebenen resp. senkrecht auf der Röhren lagen oder durch sie hindurchgingen.

Wiederum wurde bei transversaler Magnetisirung das durc gitudinale Magnetisirung erzeugte, aus der Ablenkung eines berechnete longitudinale Moment des Rohres vermindert, unabhä der Stromesrichtung in der transversal magnetisirenden Spirale. der stärkeren Wechselwirkung der ringförmig geordneten Thei letzterer Magnetisirung ist die Schwächung der longitudinalen sirung schon bei schwachen transversal magnetisirenden Kräfte tend. Dasselbe Resultat wurde mit einer ringförmigen, in der ihres grössten Ringdurchmessers in zwei Hälften getheilten R funden, um welche in der Richtung ihrer Ringaxe und senkrec dieselbe Spiralen gewunden waren. Wurde hierbei nach der Sc der inneren oder der äusseren Spiralen des Ringes die Strome umgekehrt, so war im ersten Falle die Induction viel stärker, eben erwähnten Grunde.

514 Hieraus folgende und von vornherein zu erwartende Ersch hat Herwig[2]) beobachtet, als er Widerstandsbestimmungen vo drähten mittelst der Svanberg-Wheatstone'schen Drahtcom machte. Die Drähte waren mit weichem Loth an Kupferklem löthet und wurden mit sehr (5,5 mm) dicken Kupfer- oder Mess ten verglichen. Wird die Compensation hergestellt und sodann d zur Batterie geöffnet, so zeigt sich im Galvanometer ein Strom, der Widerstand des Eisendrahtes vermindert worden wäre, da durch den Strom transversal gerichteten Molecüle des Eisendra der axial stellen und somit in demselben ein Inductionsstrom ents dem hindurchgeleiteten gleichgerichtet ist. Dickere Eisenstäb stärkere, bei wiederholten Versuchen wachsende Ströme, offenb

---

[1]) Werner Siemens, Berl. Monatsber. 23. Juni 1881*; Wied. p. 635, 1881*. — [2]) Herwig, Pogg. Ann. 153, p. 115, 1874*.

Molecüle hierbei beweglicher werden; Stahlstäbe bei der geringeren Beweglichkeit ihrer Molecüle schwächere Ströme, welche nicht bei wiederholtem Schliessen wachsen.

Ueber die anomalen Magnetisirungen von Stahlstäben beim plötzlichen Oeffnen des magnetisirenden Stromes, welche den dabei entstehenden abwechselnd gerichteten Inductionsströmen zuzuschreiben sind, s. im Capitel „Induction".

b. Theoretische Begründung der Beziehungen zwischen dem Magnetismus und der magnetisirenden Kraft.

In den Berechnungen des §. 379 u. f. haben wir angenommen, 1) dass 515
die magnetische Fernewirkung nach dem Gesetze des umgekehrten Quadrats der Entfernung vor sich gehe, 2) dass dieselbe, wie die allgemeine Gravitation, alle Körper durchdringe, 3) dass die in den einzelnen magnetischen Molecülen durch die gesammten magnetisirenden Kräfte erzeugten magnetischen Momente jenen Kräften direct proportional sind.

Hierbei ist dann noch die Wechselwirkung der einzelnen Momente, welche nach denselben Gesetzen stattfindet, zu betrachten. Ohne von diesen Anschauungen abzuweichen, kann man in Betreff des letzteren Einflusses als erste Annäherung nur die Wechselwirkung der einander benachbarten Molecüle berücksichtigen, wie bei den Berechnungen von Lamont und Jamin für den permanenten Magnetismus.

Die Momente nach einer bestimmten Richtung könnten dabei entweder durch Scheidung der magnetischen Fluida in dieser Richtung oder durch Drehung der präformirten magnetischen Molecüle erzeugt sein.

Die oben erwähnte dritte Annahme genügt nicht zur Erklärung 516
der Annäherung der Magnetisirung an ein Maximum, sowie des bei niederen magnetisirenden Kräften auftretenden Wendepunktes. Sie muss hierzu noch modificirt werden. Nach der Hypothese der Scheidung der magnetischen Fluida kann man annehmen, dass dieselbe nicht proportional der scheidenden Kraft stattfindet, sondern ihr etwa ein gewisser Widerstand entgegensteht, welcher einer Potenz der magnetisirenden Kraft p entspricht. Dann lässt sich nach Plücker[1]) das magnetische Moment

$$m = p\lambda - \mu(p\lambda)^n = p\lambda[1 - \mu(p\lambda)^{n-1}]$$

[setze]n, wo λ und μ Constante sind, welche man als Coefficienten der [magn]etischen Vertheilung und des Widerstandes bezeichnen kann, und [n] > 1 ist. Da n nicht gleich 2 sein kann, indem sonst bei entgegen[gese]tzter Magnetisirung, wo p in $-p$ übergeht, der Werth m nicht auch

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 91, p. 12, 1854*.

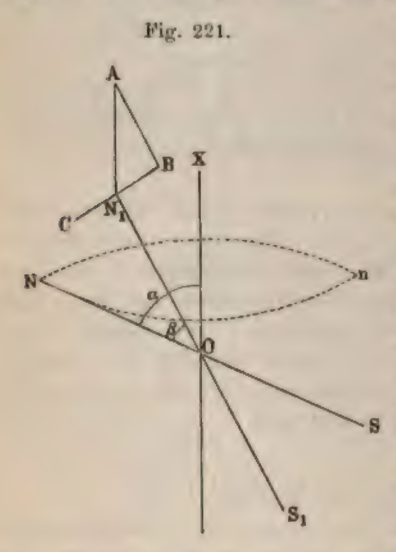
in $-m$ übergehen würde, nimmt Plücker willkürlich $n = 3$
entspricht die Formel von Müller für das Anwachsen zum M
(§. 458)

$$m = cp\left(1 - \frac{1}{3}\frac{p^2}{c_1^2}\right).$$

Zur Begründung des Auftretens des permanenten Mag
müsste man noch die Annahme der Coercitivkraft machen, die
wissermaassen auch als einen Widerstand auffassen könnte, we
Rückkehr der geschiedenen Fluida zu einander verhinderte. —
scheinung, dass schwächere und entgegengesetzte Kräfte, als di
tisirenden, einem Stabe den permanenten Magnetismus entziehe
zu der Folgerung veranlassen, dass der Widerstand bei der T
der Fluida von einander grösser wäre, als bei ihrer Wiederver

517 Viel übereinstimmender mit dem später mitzutheilenden,
schen Verhalten der Magnete erscheint zur Erklärung der bisher
ten Resultate die Annahme von drehbaren Molecularmagneten,
einem unmagnetischen Stabe in allen Richtungen durch einand
im magnetischen gerichtet sind (vergleiche §. 93). Von v
ist klar, dass man sich unendlich viele Anordnungen der M
magnete in den Körpern denken kann, bei denen sie nicht nac
wirken. Liegen dieselben
ihren ungleichnamigen P
einander in geschlossenen
geordnet, oder sind ihre P
haupt in jedem Raumelem
allen Richtungen gerichtet
dieses Verhältniss ein.
net nun OX, Fig. 221,
tung der auf einen Eis
Stahlstab wirkenden mag
den Kraft, so ist auch OX
tung der magnetischen
Stabes. Es sei NS einer
nen Molecularmagnete, w
unmagnetischen Zustande
bes mit der Axe OX den
$NOX = \alpha$ bildet. Du
magnetisirende Kraft, der
$N_1 A = X$ sei, wird NS

Fig. 221.



OX um den Winkel β zugedreht, so dass er die neue Lage N
nimmt, in der er mit OX nur noch den Winkel $\alpha - \beta$ macht.
NS in dieser Lage durch die magnetisirende Kraft ausgeübte D
moment ist $N_1 B = X \sin(\alpha - \beta)$. Ist der Molecularmagnet in

gewicht, so ist das durch die Molecularkräfte auf ihn ausgeübte Drehungsmoment $N_1 C$, welches ihn in seine frühere Lage zurückzuführen strebt, dem magnetischen Drehungsmoment gleich. Das erstere ist im Allgemeinen eine Function des Winkels $N O N_1$, um den NS gedreht worden ist, so dass also als Gleichgewichtsbedingung gilt:

$$X \sin(\alpha - \beta) = D . f(\beta) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Das magnetische Moment des Molecularmagnetes für sich sei m, also das Moment, welches er in seiner unmagnetischen Ruhelage dem Stabe in der Richtung OX ertheilt, $m \cos\alpha$. Nach der Drehung ist letzteres Moment $m \cos(\alpha - \beta)$, also die durch die Drehung bewirkte Zunahme des Momentes des Stabes:

$$M = m[\cos(\alpha - \beta) - \cos\alpha] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

Dehnen wir diese Betrachtung über alle Molecüle des Magnetes aus, so können wir unter gewissen Annahmen über die Function f der zurücktreibenden Molecularkräfte das durch die Kraft X dem Körper ertheilte magnetische Moment berechnen. — Die einfachste Annahme in dieser Beziehung wäre die, dass die zurücktreibende Kraft dem Drehungswinkel des Molecularmagnetes proportional ist. Für kleinere Drehungen kann man mit W. Weber den Bogen seinem Sinus gleich setzen, so dass die Gleichgewichtsbedingung des gedrehten Molecularmagnetes ist:

$$X \sin(\alpha - \beta) = D . \sin\beta$$

oder

$$tg\,\beta = \frac{X \sin\alpha}{D + X \cos\alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Aus dieser Gleichung kann man in die Gleichung 2) den Werth für β einsetzen und erhält:

$$M = m\left(\frac{X + D\cos\alpha}{\sqrt{D^2 + X^2 + 2DX\cos\alpha}} - \cos\alpha\right) \quad . \; . \; . \; . \quad 4)$$

Ist die Zahl sämmtlicher Molecüle, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers in einem Raumelemente nach allen Richtungen hin liegen, gleich n, und stellen wir uns vor, dieselben wären alle durch den Mittelpunkt einer Kugel vom Radius 1 hindurchgelegt, so ist die Zahl der gegen die Flächeneinheit der Kugeloberfläche gerichteten Molecüle gleich $n/4\pi$, die Zahl der Molecüle also, welche gegen eine zu der magnetischen Axe OX concentrische Zone Nn der Kugeloberfläche gerichtet sind, deren Winkelabstand von OX gleich α ist, $n/4\pi . 2\pi \sin\alpha\, d\alpha$, das durch diese Molecüle nach ihrer Drehung dem Körper ertheilte ist gleich $\frac{1}{2} n M \sin\alpha\, d\alpha$, und das durch die Drehung aller Molecüle des Elementes des Körpers erzeugte Moment

$$M_0 = \frac{mn}{2}\int_0^\pi M . \sin\alpha\, d\alpha.$$

Dieser Werth ist für

$$X < D \quad M_0 = \frac{2}{3}\, m\, n\, \frac{X}{D}$$

$$X > D \quad M_0 = m\, n \left(1 - \frac{1}{3}\, \frac{D^2}{X^2}\right)$$ [1].

Bei kleinen Werthen der magnetisirenden Kraft ist also da des magnetischen Körpers der magnetisirenden Kraft proporti grösseren nähert es sich einem Maximum, welches gleich $m\,n$ erste Verhalten dauert an. bis $X = D$, also $M_0 = {}^2/_3\, m\, n$, al magnetische Moment zwei Drittel des Maximums erreicht hat.

Ist $\varkappa$ die Magnetisirungsfunction, so ist das durch die K der Volumeneinheit erzeugte Moment nicht mehr proportiona nicht mehr gleich $\varkappa X$, sondern es ist durch eine der oben an Formeln gegeben.

518 Die Formel

$$M_0 = m\, n \left(1 - \frac{1}{3}\, \frac{D^2}{X^2}\right)$$

hat W. Weber[2]) geprüft, indem er einen Eisenstab von Dicke, 100,2 mm Länge und 8190 mg Gewicht in eine ihn schliessende, so lange Spirale einlegte, dass auf der ganzen Stabes die Scheidungskraft constant blieb. (Auf dem Quersc dies nicht genau der Fall.) Vor die Spirale wurde ein Mag gestellt, und die Enden des Spiraldrahtes noch in zwei weiter gekehrter Richtung gebogenen Windungen um die Mitte der S legt, so dass der Strom in ihnen die Wirkung der Spirale fü den Magnet des Magnetometers compensirte. Die Ablenkungen netes rühren dann nur von dem Magnetismus des Eisenkernes denselben lässt sich das Moment des Kernes in absolutem M rechnen. Das Moment wurde durch das Gewicht des Eise Milligrammen dividirt, um das Moment einer Masseneinheit vo Gestalt wie der Stab zu erhalten. Dieses Moment ist in folgend mit M_m bezeichnet. Die Intensität I des durch die Spirale Stromes wurde durch eine Tangentenbussole nach elektromag absolutem Maass gemessen. Die auf die Mitte des Eisenstabes seine übrigen Punkte ausgeübte elektromagnetische Scheidun ergiebt sich nach den Formeln des §. 212 in absolutem Maa die Zahl und Weite der Windungen und die Länge der Spiral sind. Die für verschiedene Werthe von X beobachteten Mo sind in folgender Tabelle mit den nach obiger Formel berech glichen. Dabei ist die freilich nicht ganz genügende Annahm

[1]) Arndtsen, Pogg. Ann. 104, p. 610, 1858*; auch Röber, 133, p. 53, 1868*. — [2]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbe 3, p. 570*.

ie Längendimension des Eisenstabes gegen seine Querdimensionen ross ist, so dass man ihn als ein sehr gestrecktes Ellipsoid betrachann, wodurch sich zum Theil die Abweichungen zwischen den neten und beobachteten Resultaten erklären können. In dem Aus- $M_m = mn(1 - \frac{1}{3}D^2 / X^2)$ ergeben sich dabei die für die Eisendes untersuchten Stabes charakteristischen Constanten:

$$mn = 1808 \qquad D = 803{,}8.$$

X	M_m beob.	M_m ber.	X	M_m beob.	M_m ber.
8,9	911,1	911,1	3186,0	1787,7	1769,0
1,5	1424,0	1595,0	2645,6	1707,9	1742,4
2,0	1547,9	1686,9	2232,1	1654,0	1730,0
1,0	1627,3	1721,0	1918,7	1584,1	1702,2
2,8	1680,7	1744,0	1551,2	1488,9	1646,0
7,0	1722,7	1757,0	1133,1	1327,9	1404,4
0,6	1767,3	1767,3	670,3	952,0	942,6

as Maximum des magnetischen Momentes in der Masseneinheit behiernach 1808 absolute Einheiten (vgl. §. 477). — Diese Versuche indess nur für stärkere magnetisirende Kräfte, bei welchen nicht das Verhältniss zwischen den Momenten und magnetisirenden Kräfsteigt [1]).

iese Betrachtung kann indess nur als eine erste Annäherung 519
e richtige Theorie betrachtet werden. Einmal giebt sie keine nschaft von dem anfänglichen schnelleren Ansteigen des magneti- Momentes, als der Proportionalität mit der magnetisirenden Kraft icht, sodann werden bei ihr die magnetisirenden Wechselwirkuner einzelnen Theilchen auf einander nicht berücksichtigt. Endlich n nach ihr, wenn die magnetisirende Kraft aufgehoben wird, alle hen wieder in die unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurück; eine rung des permanenten Momentes ist also in ihr nicht enthalten.

Aus diesen Beobachtungen ergiebt sich nach Kirchhoff (Crelle's J. 98, 1852*, Ges. Abh. p. 221*) die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ für die in ab- Maasse gemessenen magnetisirenden Kräfte K, wie folgt:

K	$\varkappa$	K	$\varkappa$
296	25,0	1512	8,4
612	16,9	1773	7,4
967	12,0	2080	6,4
1297	9,5	2484	5,6

520 Um jenes Ansteigen zu begründen, macht Stefan[1]) die Annah
dass jedes Molecül aus zwei magnetischen Partialmolecülen bestehe, d
wie zwei Magnetnadeln, sich mit den ungleichnamigen Polen berüh
und durch die äusseren Kräfte gedreht werden. Ist z. B. die Länge d
ser Nadeln λ, ihr freier Magnetismus $\pm m$, ist der Verticalabstand ih
Mittelpunkte c, bilden die Nadeln in der Horizontalebene einen Wi
φ mit einander, so ist ihr gemeinsames Moment $M = 2 m \lambda \sin {}^1/$
Wirkt auf sie eine Kraft P, die sie gegen einander zu drehen und
zu stellen strebt, dass die Halbirungslinie des Winkels φ auf ihrer Ri
tung senkrecht steht, so ist Gleichgewicht, wenn

$$P = m \lambda \sin \frac{\varphi}{2} \left[\frac{1}{\left(c^2 + \lambda^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}\right)^{3/2}} + \frac{1}{\left(c^2 + \lambda^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right)^{3/2}} \right]$$

ist. Das Verhältniss von M zu P sei r, dann ist:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\left(c^2 + \lambda^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}\right)^{3/2}} + \frac{1}{\left(c^2 + \lambda^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right)^{3/2}} \right].$$

Ist λ klein gegen c, stehen die Nadeln also fern von einander, so
r constant; ist aber λ nicht verschwindend klein gegen c, so hat r
kleine Werthe von φ einen kleinen Werth, der zu einem Maximum st
welches erreicht wird, wenn $\varphi = \pi / 2$ ist. Bei weiterem Wachsen
φ sinkt r wieder. Ist endlich $\varphi = \pi$ geworden, so erreicht das Mo
M sein Maximum, und dann hat r seinen ersten Werth; eine Steiger
der Kraft P vermag die Magnete nicht weiter zu drehen. Wird aber d
constant bleibende M durch die wachsende Kraft P weiter dividirt,
sinkt der Werth r allmählich auf Null.

Dieses Verhalten ist ganz analog dem Gange der Magnetisirun
zahl $\varkappa$ des weichen Eisens.

521 Die Wechselwirkung der einzelnen gerichteten magnetischen M
cüle kann einen doppelten Erfolg haben. Zuerst liegen die in
Axe des magnetisirten Körpers auf einander folgenden Molecüle
ihren ungleichnamigen Polen einander gegenüber. Dadurch drehen
sich noch mehr in die axiale Lage; sodann wirken die neben ein
liegenden Molecularreihen wie parallel liegende gleichgerichtete Ma
stäbe auf einander in einem der ursprünglichen Magnetisirung
gegengesetzten Sinne, sie vermindern ihre Magnetisirung geg
Wenn dementsprechend schon aus den Betrachtungen über die M

---

[1]) Stefan, Wien. Ber. 69 [2], p. 165, 1874*. Ganz ähnlich V
Siemens, Wied. Ann. 14, p. 642, 1882*.

sirung der Ellipsoide folgt, dass bei gleichem Volumen gestreckte Ellipsoide durch die gleiche Kraft ein viel grösseres Moment erhalten als kürzere und dickere, so tritt hier noch hinzu, dass je mehr die Axen der Molecüle einander parallel werden, in desto stärkerem Maasse sie auch auf einander wirken. Deshalb muss, wie die Erfahrung lehrt, bei kürzeren, dickeren Stäben mit wachsender magnetisirender Kraft das temporäre Moment langsamer ansteigen, als bei dünneren, längeren; der Wendepunkt zeigt sich deutlicher.

Das Maximum des magnetischen Momentes ist erst bei einer magnetisirenden Kraft erreicht, bei welcher die Axen aller Molecularmagnete der magnetischen Axe des Körpers parallel und in gleichem Sinne gerichtet sind. Da indess die Wechselwirkung der Theilchen vorhanden ist, so kann dieses Maximum nie völlig eintreten. Dass man sich demselben bei längeren Stäben schneller nähert, als bei kürzeren von gleichem Volumen, folgt aus dem Vorhergehenden.

Da ferner angenommen worden ist, dass mechanische Molecularkräfte den Drehungen der magnetischen Molecüle durch magnetisirende Kräfte entgegenwirken, habe ich vorausgesetzt, dass bei diesen Drehungen ganz ähnliche Verhältnisse eintreten müssen, wie bei mechanischen Gestaltsveränderungen der Körper. 522

Ich habe bei der Verfolgung dieser Analogie in qualitativer Beziehung bis ins Einzelne gehende Uebereinstimmungen auf beiden Gebieten gefunden. Ebenso zeigte sich mir eine vollständige Reciprocität bei der Einwirkung mechanisch deformirender Kräfte auf Magnete und der Einwirkung magnetisirender Kräfte auf mechanisch deformirte Körper, welche Einflüsse nicht auf äussere elektrodynamische und elektromagnetische Beziehungen zurückzuführen sind.

Diese letzteren Verhältnisse betrachten wir in dem besonderen Capitel „Beziehungen des Magnetismus zu den mechanischen Gestaltsveränderungen der Körper". In Betreff der directen Analogien zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper ist namentlich hervorzuheben, dass auch bei Einwirkung mechanisch deformirender, z. B. tordirender Kräfte, die Deformationen schneller ansteigen, als die wirkenden Kräfte. Dasselbe zeigt sich bei der temporären und permanenten Magnetisirung. Dass bei letzteren im Gegensatz zu ersteren ein Wendepunkt eintritt, von dem an die temporären Magnetismen langsamer ansteigen, als die magnetisirenden Kräfte, ist darin begründet, dass die magnetischen Molecüle sich überhaupt nur bis zu dem Parallelismus ihrer Axen mit der magnetisirenden Kraft drehen können, der ...tismus also sich einem Maximum nähern muss.

...erner bleibt nach Aufhebung deformirender Kräfte stets eine per- 523
...te Gestaltsänderung der Körper zurück, welche um so grösser
... stärker jene Kräfte, je bedeutender die temporären Gestaltsände-

rungen durch dieselben waren. Durch die Deformation selbst sind Molecularkräfte dauernd geändert. In ganz gleicher Weise ist den magnetischen Körpern nach Aufhebung der magnetisirende zurückbleibende permanente magnetische Moment durch eine d Aenderung der Molecularkräfte bei der Drehung der Molecüle wodurch sie verhindert werden, nach Aufhören der die Molecüle den magnetischen Kräfte wieder vollständig ihre früheren Gleichg lagen einzunehmen.

Das Gesetz der Aenderung der Molecularkräfte bei der I der Molecüle kennen wir nicht. Es kann also von vornherein ü Verhältniss der temporären zu den permanenten Momenten kein gezogen werden. Wollte man annehmen, dass die permanente D welche die magnetischen Molecüle nach Aufhören der magneti Kraft behalten, proportional der durch letztere bewirkten tem Drehung ist, so würde nach der Formel 2) des §. 517 das per magnetische Moment in der Richtung der Axe des Körpers fü Molecularmagnet

$$M_p = m\left[\cos\left(\alpha - \frac{\beta}{n}\right) - \cos\alpha\right]$$

sein, wo n eine Constante ist.

Das Maximum des permanenten magnetischen Momentes wi Körper behalten, wenn er während der Einwirkung der magneti Kraft auch das Maximum des temporären Momentes erlangt hät

---

[1]) Zur Erklärung des permanenten Magnetismus ist unbedingt die von mechanischen Molecularkräften erforderlich, welche die gedrehten partiell in ihrer abgelenkten Lage festhalten. Würden nur rein ma Kräfte zwischen ihnen thätig und sie mechanisch frei beweglich sein, so sie sich nach dem Verschwinden der magnetisirenden Kraft stets v ordnen, dass sie nach aussen keine Wirkung ausübten, d. h. der zusammengesetzte Körper würde unmagnetisch. Alle Theorien, bei d magnetischen Erscheinungen allein auf magnetische Kräfte und ma Wechselwirkungen der Molecüle zurückgeführt werden, sind demnach Thatsachen nicht im Einklange. — Chwolson (Pogg. Ann. Ergänz 7, p. 53, 535, 1876*) nimmt zur Erklärung des permanenten Magneti Stahls an, dass die Kohlentheilchen darin den magnetischen Molecü Drehungswiderstand darbieten, so dass die Magnetisirung erst bei tsimmten endlichen Kraft beginnen soll. Letzteres Resultat ist ind richtig; erstere Annahme ebenfalls nicht festzuhalten, da auch ganz Massen, z. B. von Eisenoxydoxydul u. s. f. permanenten Magnetism Auch wird angenommen, dass die inneren Schichten im Schatten flächenschichten sich befinden und sich die von aussen auf einen inne wirkende Kraft mit der Tiefe verringert; dass die Drehung der p richteten Molecüle durch negative Ströme schneller geschieht, als du tive u. s. f.

Wenn man zuweilen von einer „Uebersättigung" eines Mag mit Magnetismus spricht, so kann das nur so viel heissen, dass stark sirte Stäbe bei mechanischen Einflüssen, z. B. Erschütterungen, eine Menge ihres Magnetismus verlieren, als schwach magnetisirte, und er Zeit nach wiederholten Erschütterungen einen permanenten Zustand Eine wirkliche Uebersättigung ist nach den vorher mitgetheilten Er nicht anzunehmen.

Aus Versuchen, bei welchen Stahlstäbe, die in einer Magnetisirungs- 524
spirale lagen, beim plötzlichen Oeffnen des magnetisirenden Stromes unter gewissen Bedingungen eine kleinere Magnetisirung als beim langsamen Oeffnen und selbst eine anomale Magnetisirung zeigten, welche der der Stromesrichtung entsprechenden entgegengesetzt war, hat man schliessen wollen, dass die Molecüle, welche beim Aufhören der magnetisirenden Kraft in ihre permanenten Lagen zurückschwingen, weit über dieselben, zuweilen selbst bis jenseits der völlig unmagnetischen Gleichgewichtslagen hinausgehen. Ganz dieselben Erscheinungen zeigen sich beim Magnetisiren von Stahlnadeln, welche horizontal über einen Draht in verschiedenen Entfernungen oder in eine Drahtspirale gelegt sind, durch welche der Entladungsschlag einer Leydener Batterie hindurchgeht. Indess lässt sich in allen diesen Fällen nachweisen, dass in den Stromesleitern resp. in der Stahlmasse, oder, wenn die Stahlkerne von geschlossenen Metallhüllen umgeben sind, auch in diesen abwechselnd gerichtete, allmählich schwächer werdende Inductionsströme auftreten, von denen der spätere das durch den vorhergehenden erzeugte permanente Moment vermindern, resp. umkehren kann (siehe im Capitel Induction).

Jedenfalls findet die Einstellung der magnetischen Molecüle unter Einwirkung der jeweilig wirkenden Kräfte in unmessbar kurzer Zeit statt. Bei den mechanischen temporären und permanenten Deformationen bedarf es dagegen zur Einstellung der Molecüle einer gewissen Zeit.

Da man gefunden hat, dass Erschütterungen die temporären Gestalts- 525
veränderungen eines Körpers ebenso vermehren, die permanenten Gestaltsveränderungen ebenso vermindern wie resp. die temporären und permanenten Magnetismen (s. später), so hat man, ohne indess dadurch die wirklichen Aenderungen der Molecularkräfte näher zu definiren, wohl gesagt, durch die Erschütterungen würde die Reibung der Ruhe, durch welche die Molecüle in ihrer Bewegung gehindert würden, überwunden, so dass die Molecüle dann leichter die ihnen durch die jeweilig wirkenden mechanischen oder magnetischen Kräfte gebotenen temporären oder permanenten Gleichgewichtslagen annähmen.

Folgen wir dieser Nomenclatur, so können wir die Zunahme des temporären und permanenten Momentes bei wiederholter Einwirkung derselben magnetisirenden Kraft, ebenso wie die analoge Zunahme der temporären und permanenten Deformationen bei wiederholter Einwirkung der deformirenden Kraft daraus ableiten, dass die Theilchen bei diesen Hin- und Herbewegungen beweglicher werden, also den magnetisirenden deformirenden Kräften weiter folgen.

Um zu erklären, dass zur Entmagnetisirung eines permanent magne- 526
tischen Stabes eine geringere magnetische Gegenkraft erforderlich ist, als zum Magnetisiren, müssen wir annehmen, dass, wenn wir eine magne-

tische Kraft auf die gedrehten magnetischen Molecüle eines Magnetes wirken lassen, die sie in die Gleichgewichtslage zurückdreht, dieselben der Wirkung der Kraft während ihrer Dauer bis zu einer bestimmten Grenze folgen; nach Aufhebung derselben aber zum Theil wieder in ihre, durch die Aenderung der Molecularkräfte bedingte, magnetische Lage zurückspringen. Es kann hierbei geschehen, dass die Theilchen temporär über ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen hinaus gedreht werden, der Körper also temporär eine entgegengesetzte Magnetisirung zeigt; dass aber nach Aufhebung der entmagnetisirenden Kraft dieselben wieder über die Gleichgewichtslage auf die frühere Seite hinübergehen, und dann der Körper wieder die frühere Magnetisirung erhält. Hierbei würde, um die Theilchen permanent in die unmagnetische Lage überzuführen, eine keinere Kraft als zur Drehung in die permanente magnetische Lage erforderlich sein.

In ganz analoger Weise verhält sich nach meinen Untersuchungen ein deformirter Körper. Sucht man einen permanent tordirten oder gebogenen Körper durch Kräfte, welche den tordirenden oder biegenden entgegenwirken, in seinen früheren Zustand zurückzuführen, so detordirt oder entbiegt er sich auch temporär unter Einwirkung derselben mehr oder weniger und kann sogar eine der ersten Gestaltsveränderung entgegengesetzte Torsion oder Biegung annehmen. Beim Aufheben der Kräfte springt er aber zum Theil in die frühere tordirte oder gebogene Form zurück, bis die temporären Gestaltsveränderungen eine bestimmte Grenze überschritten haben.

Dabei ist wiederum zur völligen Aufhebung der ersten permanenten Biegung oder Torsion eine schwächere Kraft, als zur Erzeugung derselben erforderlich.

Dass bei der ersten Magnetisirung die magnetischen Momente Anfangs etwas langsamer ansteigen, als bei späteren Magnetisirungen, hat wohl darin seinen Grund, dass die Molecüle bei wiederholter Drehung an einander allmählich leichter beweglich werden. Die analoge Erscheinung kann man auch in Betreff der Biegungen und Torsionen eines Stabes beobachten. Ebenso zeigt sich bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen ebensowohl eine allmähliche Abnahme des durch stärkere magnetische Kräfte erzeugten permanenten magnetischen Momentes, wie bei wiederholten Torsionen und Detorsionen, Biegungen und Entbiegungen eines Stabes eine allmähliche Abnahme der durch eine gewisse stärkere mechanische Kraft zu erzielenden Drillung und Biegung, indem nach und nach die Theilchen dabei beweglicher werden und nach Aufhebung der von aussen wirkenden Kräfte durch die inneren Molecularkräfte immer mehr in ihre Gleichgewichtslagen vor Einwirkung derselben zurückgeführt werden.

527 Eine Zusammenstellung der in diesem Gebiet von mir erhaltenen Resultate zeigt dies recht deutlich.

Torsion.

1. Die temporären Torsionen nes zum ersten Male durch aufeigende Gewichte tordirten Drahs wachsen Anfangs schneller, als ne Gewichte.

2. Die permanenten Torsion des Drahtes steigen noch viel nneller an.

3. Zum Detordiren des Drahtes eine viel kleinere entgegengehtete Kraft erforderlich, als zum rdiren.

4. Bei wiederholten Drillungen Drahtes nähern sich seine Torsen mehr und mehr der Proporalität mit den drehenden Gehten. Die Torsionen sind dabei ser, als bei der ersten Drillung.

5. Bei wiederholter Anwendung selben tordirenden und detordiden Gewichte G und $-G_1$ kt das bei der Drillung erreichte kimum der permanenten Torsion steigt das bei der Detorsion ichte Minimum derselben bis zu er bestimmten Grenze.

6. Ueber die Grenzen der wieholten Torsionen und Detorsiohinaus tordirt, verhält sich der ht wie ein zum ersten Male torter.

7. Ein tordirter Draht, der durch Kraft $-G$ detordirt ist, kann h wiederholte Wirkung der Kraft G nur noch wenig nach einer ersten Torsion entgegengesetz Richtung tordirt werden. Wohl tordirt ihn die Kraft $+G$ im n Sinne.

Magnetismus.

1. Die temporären Magnetismen eines zum ersten Male durch aufsteigende galvanische Ströme magnetisirten Stabes wachsen Anfangs schneller, als die Intensitäten jener Ströme.

2. Die permanenten Magnetismen des Stabes steigen noch viel schneller an.

3. Zum Entmagnetisiren des Stabes ist ein viel schwächerer entgegengerichteter Strom erforderlich, als zum Magnetisiren.

4. Bei wiederholten Magnetisirungen des Stabes nähern sich seine Magnetismen mehr und mehr der Proportionalität mit der Intensität der magnetisirenden Ströme. Die Magnetismen sind dabei grösser, als bei der ersten Magnetisirung.

5. Bei wiederholter Anwendung derselben magnetisirenden und entmagnetisirenden Ströme I und $-I_1$ sinkt das bei der Magnetisirung erreichte Maximum des permanenten Magnetismus und steigt das bei der Entmagnetisirung erreichte Minimum desselben bis zu einer bestimmten Grenze.

6. Ueber die Grenzen der wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen hinaus magnetisirt, verhält sich der Stab wie ein zum ersten Male magnetisirter.

7. Ein magnetisirter Stab, der durch einen Strom von der Intensität $-I$ entmagnetisirt ist, kann durch wiederholte Einwirkung des Stromes $-I$ nur noch wenig in einem der ersten Magnetisirung entgegengesetzten Sinne magnetisirt werden. Wohl aber magnetisirt ihn der Strom $+I$ im ersten Sinne.

Torsion.

8. Wird ein Draht, der die permanente Torsion A besitzt, durch die Kraft b auf die Torsion B und sodann weiter auf die Torsion C gebracht, welche zwischen A und B liegt, so bedarf man, um ihm wieder die Torsion B zu geben, von Neuem nahezu der Kraft b. Hierbei kann A auch Null sein, und B grösser oder kleiner als A.

Magnetismus.

8. Wird ein Stab, der den p manenten Magnetismus A hat, du den Strom b auf den Magnetismu und sodann weiter auf den Mag tismus C gebracht, welcher zwisc A und B liegt, so bedarf man, ihm wieder den Magnetismus B geben, von Neuem nahezu des St mes b. Hierbei kann A auch N sein, und B grösser oder klei als A.

Hierbei ist indess noch die Zunahme der Beweglichkeit der Th chen bei wiederholten Deformationen oder Magnetisirungen in Betr zu ziehen.

In Betreff der Biegung lassen sich die analogen Sätze aufstel wie für die Torsion.

Das Verhalten von Stäben, welche auf- und absteigenden magn sirenden oder ihre Gestalt verändernden Kräften unterworfen wer ist ebenfalls in beiden Fällen ein ganz analoges.

Bei der Entmagnetisirung eines Stabes durch abwechselnd gericht immer schwächere Kräfte befolgt man ebenfalls das analoge Verfah wie beim Geraderichten eines gekrümmten Körpers, den man nach einen und anderen Seite biegt und klopft.

Wenn die Annäherung der Magnetisirung an ein Maximum keinen Beweis für die Existenz drehbarer Molecularmagnete liefert, sie ebensowohl durch die mit wachsender magnetisirender Kraft im langsamer erfolgende Scheidung der magnetischen Fluida abzul wäre, so dürfte diese vollständige Analogie doch kaum einen Zw gestatten, dass die Magnetisirung wirklich durch Aenderung der der einzelnen Molecüle der magnetischen Metalle bedingt ist. Vermuthung wird fast zur Gewissheit durch die später zu erwähne Thatsachen, welche nachweisen, dass die Magnetisirung in gew Fällen sogar eine Gestaltsveränderung der Körper, also direct eine schiebung ihrer Molecüle bedingen kann [1]).

---

[1]) Versuche von Villari, die Schnelligkeit der Drehung der ma schen Molecüle aus der Stärke der bei abwechselnd gerichteter Magneti der Stahlstäbe in einer sie umgebenden Spirale erzeugten Inductionsstro zuleiten, lassen nur die Grösse der Drehung der magnetischen Molecü kennen, da bei der immerhin sehr kurzen Zeit der Drehung der Molec Gesammtintensität des dabei inducirten Inductionsstromes nur von dem schied des Potentials der Magnetismen auf die Inductionsspirale vor und der Drehung, nicht aber von der Zeitdauer seiner Aenderung abhängt. lari, Nuovo Cimento **21** und **22**; Maggio e Giugno, 1865 und 1866*; Ann. **133**, p. 322, 1868*.

Die Verschiedenheit, welche das weiche und harte Eisen, der weiche 528
und harte Stahl bei der Magnetisirung zeigen, lässt sich nach dieser mechanischen Theorie viel besser und sachgemässer erklären, als nach der Theorie der scheidbaren Fluida. Nach letzterer müsste der Widerstand, welcher sich der temporären Scheidung der Fluida entgegenstellt, grösser sein beim harten Stahl, als beim weichen Stahl oder beim weichen Eisen, so dass die temporäre Magnetisirung des ersteren kleiner wäre, als die der letzteren. Ebenso würde sich auch beim Aufhören der magnetisirenden Kraft der Wiedervereinigung der Fluida im Stahl ein grösserer Widerstand darbieten, als im Eisen, und so ersterer mehr permanenten Magnetismus behalten.

Nach der Theorie der drehbaren Molecularmagnete sind diese Widerstände auf die der Drehung der Molecüle entgegenstehenden Molecularkräfte zu übertragen. Im weichen Eisen sind die Molecüle leichter beweglich; sie folgen der magnetisirenden Kraft in ihrer Drehung weiter, als die Molecüle des härteren Eisens und Stahls; das durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre magnetische Moment ist in ersterem grösser. Dabei gelangen im Eisen die Molecüle schon bei schwächeren Kräften in die Lage, in welcher ihre magnetischen Axen der magnetischen Axe des Körpers parallel werden. Während also im Stahl noch die temporäre Magnetisirung schnell ansteigt, nähert sie sich im Eisen schon langsamer dem Maximum. — Nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft finden wiederum die Molecüle des weichen Eisens einen geringeren Bewegungswiderstand, oder die Molecularkräfte sind weniger geändert, sie ziehen die Molecüle fast vollständig in ihre unmagnetischen Lagen zurück; im harten Eisen und Stahl dagegen werden sie durch die geänderten Molecularkräfte gehemmt, sie behalten eine stärkere permanente Drehung und der aus ihnen zusammengesetzte Körper ein bedeutenderes permanentes magnetisches Moment.

In dieser Beziehung ist das Verhalten des Eisens und Stahls gegen äussere mechanische Kräfte verschieden von dem gegen magnetisirende Kräfte, da bei der Einwirkung der ersteren auf Eisen die temporären Gestaltsveränderungen und auch die permanenten bedeutender sind als beim Stahl. Es ist indess wohl zu beachten, dass durch mechanische Kräfte nicht nur die Molecüle um ihre fest bleibenden Schwerpunkte gedreht, sondern auch an einander verschoben werden, während bei der Wirkung magnetischer Kräfte, wenigstens in gewöhnlichen, nicht gefüllten und gebogenen Körpern, nur das erstere eintritt, so dass doch ein wesentlicher Unterschied in der Wirkung beider Arten von Kräften besteht.

Auch das §. 509 u. f. beschriebene Verhalten eines temporär oder per- 529
manent magnetisirten Eisendrahtes, durch welchen man einen galvanischen Strom leitet, erklärt sich nach meiner Ansicht durch dieselben Annahmen, wie die vorher mitgetheilten Resultate.

In dem *temporär* magnetisirten Drahte sind die Molecularm nete mit ihren Axen der Axe des Drahtes zugeneigt, so dass sie i Nordpole alle nach einer Seite wenden. Wird ein Strom durch Draht geleitet, so wird dadurch zunächst die Stellung der unmittel in seiner Axe gelegenen Molecüle nicht geändert, da auf allen Sei derselben der Strom im Draht in gleicher Intensität fliesst. Neben mehr gegen die Oberfläche des Drahtes liegenden Molecülen fliesst a zur Seite der Axe des Drahtes der Strom durch einen grösseren Q schnitt desselben, als zur Seite der ihnen benachbarten Theile der Ob fläche; die Molecüle streben sich daher unter dem Einfluss des erste Antheiles des Stromes in eine gegen die Axe des Drahtes transv sale Richtung zu stellen und zwar um so mehr, je näher sie an Oberfläche liegen. Für einen in der Axe des Drahtes befindlic Beobachter wenden sie dabei ihre Nordpole alle nach derselben Se Hierdurch wird das temporäre magnetische Moment des Drahtes der Richtung seiner Axe vermindert. Zugleich werden aber Molecüle bei der Hin- und Herdrehung leichter beweglich, und neue Wirkung der magnetisirenden Kraft allein vermag sie stärker Axe des Drahtes zuzuwenden als vorher. Deshalb ist die tempor Magnetisirung des Drahtes nach dem Oeffnen des durch denselben leiteten Stromes grösser als vorher. Ist der durch den Draht geleit Strom schwach, so kann der Anstoss, den die Molecularmagnete du ihn erhalten, sie so viel beweglicher machen, dass sie nun dem Z der relativ starken magnetisirenden Kraft mehr folgen, als vorher. hindurchgeleitete schwache Strom selbst vermag dann durch s dauernde elektromagnetische Wirkung auf die Molecularmagnete di letztere Wirkung nicht zu compensiren; der Draht zeigt schon währ des Hindurchleitens des Stromes ein grösseres Moment in der Richtu seiner Axe.

530 Bei der Einwirkung des hindurchgeleiteten Stromes auf den p*manent* magnetisirten Draht findet zunächst dasselbe statt. Die M cüle werden transversal gestellt, das magnetische Moment des Dra nimmt temporär ab. Nach Aufhören des Stromes kehren die Molecüle Theil, aber nicht völlig in ihre magnetischen Lagen zurück; daher der Magnetismus des Drahtes auch permanent verkleinert. Dabei näh sich aber die Molecüle, da sie leichter beweglich geworden sind, il unmagnetischen, durch die Molecularkräfte gebotenen Gleichgewic lagen. Wird der Strom in gleicher Richtung noch einmal durch Draht geleitet, so erfahren die Molecüle fast nur noch einmal dies Drehung wie vorher, ihre Beweglichkeit wird kaum vermehrt, und permanente Magnetismus nimmt bei dem Oeffnen des Stromes nur w ab. Wird der Strom aber in entgegengesetzter Richtung durch Draht geleitet, so suchen die Molecüle sich in entgegengesetzter R tung transversal zur Axe des Drahtes zu stellen. Der Magnetismus

s nimmt wiederum ab und kehrt nach dem Oeffnen des Stromes ein wenig zurück. Er ist aber schwächer als nach dem ersten leiten des Stromes, da die Molecüle bei ihrer neuen Drehung ler entgegengesetzten Seite sich in neuen Bahnen bewegt haben, riederum beweglicher geworden sind und sich mehr und mehr unmagnetischen Lagen zuwenden.

uf diese Weise vermindert sich allmählich bei abwechselnder Riches durch den Magnet geleiteten Stromes sein Moment. Dass dasndlich während des Hindurchleitens der Ströme und nach dem nahezu constant bleibt, hat wohl darin seinen Grund, dass die iemlich transversal gerichteten Molecüle der Stäbe hierbei von eiten von dem hindurchgeleiteten Strom umflossen sind und so von demselben bewegt werden; nur die an der Pheripherie des befindlichen Molecüle können stärker abgelenkt werden.

ass bei diesen Versuchen nicht etwa nur der den Magnetstab ufende Strom durch die longitudinale Magnetisirung aus seiner Richtung abgelenkt wird und einen Spiralweg um die Axe bet, wodurch die Wirkung des Stabes auf eine ihm gegenüberge-Magnetnadel geändert wird, sondern in der That die Molecularte gedreht werden, folgt mit Gewissheit aus der dabei erfolgenden desselben [1]).

er §. 486 ausgeführte Unterschied zwischen der permanenten 531
tisirung eines Stahlstabes während des dauernden Verweilens in Magnetisirungsspirale, in welcher der Strom langsam gesteigert f Null reducirt wird, und durch wiederholtes Einschieben in eine oder wiederholtes Streichen mit einem zweiten Magnetstab berauf, dass im ersten Falle alle Molecularmagnete gleichzeitig die magnetisirende Kraft gerichtet werden und nun auch zugleich itig auf einander richtend einwirken, so dass sie durch beide en ihre mittleren temporären und (nach dem Oeffnen des Stromes) ermanenten magnetischen Lagen einnehmen.

i dem Einschieben und Streichen werden aber die einzelnen Moler Stäbe durch die magnetisirenden Kräfte nach einander gerichtet. rst gerichteten Theile kehren schon zum Theil durch die Moleäfte in ihre unmagnetischen Ruhelagen zurück, ehe die folgenden gleichfalls durch die magnetisirende Kraft gerichtet werden und, kend auf die ersten Molecüle, dieselben in ihren magnetischen permanent erhalten. — Erst bei wiederholtem Streichen nähern nun die einzelnen Molecularmagnete den Gleichgewichtslagen, sie bekommen hätten, wenn sie alle gleichzeitig der magneti-

iehe das Capitel: Beziehungen zwischen Magnetismus und Torsion. Siehe trachtungen hierüber von Ewing, Phil. Mag. [5] 43, p. 423, 1882*; p. 899*.

sirenden Kraft ausgesetzt worden wären. Einfache Gesetze lass
bei diesem complicirten Verhalten kaum erwarten.

532 Durch meine Versuche, welche auch durch die Versuche von Fr
Warburg, Auerbach, Ewing bestätigt und erweitert worde
ist nachgewiesen, dass wenn eine magnetisirende Kraft auf einen
tisirbaren Stab gewirkt hat, er sich gegen folgende Einwirkun
nach der Grösse und Richtung jener Kraft verschieden verhält
hat als Ursache dieser Erscheinungen eine Nachwirkung[1]) de
ren Kraft bezeichnet. Indess ist doch hierdurch eine Erklärung
scheinungen nicht gegeben. Der Namen „Nachwirkung" wird i
sonst nur für den zeitlichen Verlauf der Aenderungen eines
während oder nach Einwirkung einer Kraft gebraucht. Nur du
Untersuchung der Veränderungen der Körper durch mechanische
ist es möglich, die molecularen Aenderungen derselben zu er
welche den ganz analogen mechanischen Vorgängen beim Ma
ren zu Grunde liegen. Erst später kann man dann an die sich
anschliessende Erklärung der magnetischen Erscheinungen
gehen.

533 Eine Bestätigung der in den vorigen Paragraphen aufge
Ansichten findet sich in den Versuchen von Beetz[2]) über das v
Verhalten gewöhnlicher Eisenstäbe etwas abweichende, magn
Verhalten von Eisenmassen, welche nach der Methode von B
auf galvanoplastischem Wege zwischen den Polen eines Magnetes
geschlagen worden sind.

Ein cylindrisches Glasgefäss wurde durch eine poröse Schei
in zwei Abtheilungen getheilt und mit Lösung von Eisenvitri
Eisenchlorür und Salmiak gefüllt. In die Abtheilungen tauchte a
tive Elektrode eine Stahlplatte, als negative Elektrode ein recht
Blechstreifen, dessen längere Kanten horizontal lagen, und dess
zere, verticale Kanten gegen die Wände des Glasgefässes gegenla
Das Glasgefäss wurde so zwischen die Pole eines starken Magne
stellt, dass seine Pole dasselbe von aussen an den Stellen be
welchen von innen die kürzeren Kanten der negativen Elektrode geg
standen. Das durch den Strom eines Daniell'schen Elementes
letzteren niedergeschlagene Eisen erhält dann schon während d
stehens eine magnetische Polarität.

Diese Eisenmassen wurden in eine, vor einem Spiegelmagne
hingelegte Spirale gebracht, so dass ihre magnetische Axe der
Ost-Westrichtung befindlichen Axe der Spirale parallel war,
temporärer und permanenter Magnetismus in ganz ähnlicher W

---

[1]) Fromme, Wied. Ann. 4, p. 88, 1878*; Auerbach, Wied. A
p. 308, 1881* und a. a. O. — [2]) Beetz, Pogg. Ann. 111, p. 107, 1860*

mmt, wie bei den §. 461 angeführten Versuchen. Die durch die röme in der Spirale allein bewirkten Ablenkungen des Spiegels des agnetometers wurden durch die Annäherung einer zweiten vom Strom rchflossenen Spirale von der entgegengesetzten Seite her compensirt.

War die galvanoplastisch niedergeschlagene Eisenplatte sehr schmal gen ihre Längsausdehnung in der Richtung ihrer magnetischen Axe, wuchs während des Herumleitens eines Stromes, welcher auf sie im inne ihrer permanenten Magnetisirung magnetisirend einwirkte, ihr agnetisches Moment fast gar nicht. Hatten z. B. als negative Elektroen gefirnisste Silberdrähte gedient, die nur auf einer Seite auf einer chmalen Fläche von Lack entblösst waren, so betrug

	I	II
der ursprünglich permanente Magnetismus	3,60	3,59
der temporäre Magnetismus	3,70	3,69
der permanente Magnetismus nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes	3,60	3,58

Da sich nämlich bei der Bildung des Eisenniederschlages die einlnen magnetischen Molecüle so ordnen, dass ihre magnetischen Axen t der Verbindungslinie der beiden Magnetpole zusammenfallen, so nnen sie bei Einwirkung von magnetisirenden Kräften, welche im ichen Sinne wie jene Pole wirken, nicht noch weiter der Verbindungsie derselben, d. i. der magnetischen Axe des ganzen niedergeschlagen Eisenstückes zugedreht werden; dasselbe hat von vornherein das aximum seines Magnetismus erreicht.

Sind die Stücke breiter, so liegen neben einander die Molecüle in icher Lage. Durch ihre Wechselwirkung wird daher in jedem Mole eine, dem zunächstliegenden entgegengesetzte Polarität erzeugt oder selbe aus der, durch die Wirkung der Magnetpole gebotenen Stellung gelenkt. Das permanente Moment ist dadurch vermindert und die enmasse kann durch den Strom in der Magnetisirungsspirale ein rkeres temporäres Moment annehmen und auch, wenn der Strom die ilchen stärker gerichtet hat, als die bei ihrer Ablagerung thätigen gnetpole, nach Aufhebung des Stromes ein stärkeres permanentes oment behalten.

Lässt man auf die elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete abchselnd hin- und hergerichtete magnetisirende Ströme wirken, so verlt sich ihre temporäre Magnetisirung, wie die von gewöhnlichen Stahl; die temporären Magnetisirungen nehmen auf beiden Seiten all-ch bis zu einer bestimmten Grenze ab.

Dagegen verhalten sich die permanenten Magnetismen ganz anders. urden z. B. um einen sehr schmalen elektrolytisch niedergeschlagen Magnet, dessen ursprüngliches Moment $M = 3{,}95$ betrug, abelnd entgegengesetzt gerichtete Ströme von gleicher Intensität I

herumgeleitet, so ergaben sich die permanenten Momente m_+ u
desselben nach dem Oeffnen der Ströme

M	m_+	m_-	m_+	m_-	m_+	m_-	m
+ 3,95	+ 3,97	— 1,60	+ 3,34	— 1,62	+ 3,27	— 1,70	+ 3

Während also bei gewöhnlich magnetisirten Stahlstäben di abwechselnd gerichtete magnetisirende Ströme erzeugten perm positiven und negativen Magnetismen sich einem zwischen ihnen den Werthe immer mehr nähern, sinkt hier allmählich die positi netisirung und steigt die negative.

Der Grund hiervon ist, dass bei der ursprünglichen Magne die Molecüle mit ihren magnetischen Axen der magnetischen A ganzen Eisenstückes fast parallel liegen. Die magnetisirenden der Spirale wirken also auf sie in einem spitzen Winkel. Wer bei wiederholten Hin- und Hermagnetisirungen die Theilchen licher, so können die magnetisirenden Kräfte die Theilchen h immer wieder in die der Axe parallele Lage zurückführen, die ent tisirenden entfernen sie dagegen allmählich immer weiter von de so dass sie dann bei neuer Einwirkung der magnetisirenden jene erste Lage nicht wieder erreichen.

Bei dickeren Eisenstücken, in welchen die Molecüle von vo mit ihren Axen stumpfere Winkel mit der magnetischen Axe des Stückes bilden, wirkt die entmagnetisirende Kraft gleich in einem ren Winkel gegen die Axe der Molecüle und dreht sie daher sc den ersten Entmagnetisirungen fast so weit von der Axe ab, überhaupt bei Einwirkung öfter abwechselnd gerichteter Magn gen geschieht. Deshalb bleiben die durch letztere erhaltenen m schen Momente der Eisenstücke schon von Anfang an nahezu c Beim abwechselnden Streichen der elektrolytisch niedergesch Magnete mit einem Stahlmagnet in der einen und der anderen R zeigen sich im Wesentlichen die analogen Erscheinungen.

Die Erklärungen dieser Versuche stimmen also völlig mit d von mir entwickelten Theorie überein.

534 Entgegen der Ansicht, dass die magnetisirenden Kräfte d ganze Masse der ihrer Einwirkung ausgesetzten Körper auf a Molecüle wirken, wonach bei gleicher Erregung aller Theilchen u kommener Magnetisirbarkeit im Innern der Körper kein freier M mus sein kann, haben Marianini und nach ihm Jamin in F Verhaltens der abwechselnd entgegengesetzt magnetisirten Körper z. B. beim Erschüttern ihre früheren Magnetismen wieder a angenommen, dass die magnetisirende Wirkung, z. B. eines galv Stromes, nicht direct durch Eisen und Stahl hindurchgehe[1]), vieln

[1]) Jamin, Compt. rend. 78, p. 305, 1874*.

sie von der Oberfläche mit abnehmender Stärke in die Tiefe eindringen, und zwar um so tiefer, je grösser die magnetisirende Kraft ist. An der Oberfläche soll während ihrer Wirkung die oberste Schicht „übersättigt" sein. Beim Verschwinden der magnetisirenden Kraft soll diese „Uebersättigung" aufhören und der permanente Magnetismus übrig bleiben[1]). So soll eine starke, also tief eindringende temporäre Magnetisirung A eine ebenso tief gehende schwächere permanente Magnetisirung $a < A$ zur Folge haben können, die dann einer weniger tief gehenden temporären Magnetisirung $B < A$ gleich sein kann. Wirkt nach einem Strom I, der eine permanente Magnetisirung $+ a$ erzeugt hat, ein schwächerer Gegenstrom $- i$, so soll dessen Wirkung wiederum weniger tief in den Magnet eindringen und in der dünneren Schicht den permanenten Magnetismus $+ x$ zerstören, dafür den permanenten Magnetismus $- x$ und ausserdem einen vorübergehenden Antheil an Magnetismus $- y$ erzeugen, welcher letztere beim Oeffnen des Stromes verschwindet, so dass die permanente Magnetisirung $a - 2x$ zurückbleibt. Wegen des Verhaltens der zusammengelegten und auseinander genommenen Lamellen bei Hin- und Hermagnetisirungen soll sich die Magnetisirung erst oberflächlich entwickeln, dann beim Zusammenlegen der Lamellen durch die Abstossung der Magnetismen derselben in die Tiefe eindringen und dort andauern, sich zu einer Magnetisirung im gleichen Sinne addiren und einer Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne entgegenwirken[2]).

In einem Magnet sollen die Molecularmagnete — welche nicht Molecularströmen ihre Eigenschaft verdanken würden, da dieselben eine elektromotorische Kraft voraussetzten, die durch sie ganz in Wärme umgewandelt würde — lauter gleiche Fäden oder Ketten bilden, in denen sich die gegenüber stehenden Pole der einzelnen Molecularmagnete völlig „dissimuliren", und die deshalb in ihrer ganzen Länge inactiv sind, mit Ausnahme ihrer Enden, wo sich je ein einzelner freier Pol vorfindet. Die Fäden gehen alle durch den mittleren Querschnitt des Magnets, den sie nicht ganz erfüllen, da sie beim Eindringen der Magnetisirung an der Oberfläche verdichtet sind, wo die Magnetisirung stärker ist als in der Tiefe.

An den Enden stossen sich die Fäden mit ihren freien Polen ab und divergiren gegen die verschiedenen Elemente der Oberfläche, woselbst bei jeder Flächeneinheit die Intensität des Magnetismus der Zahl der Pole, die Anziehung dem Quadrat derselben proportional ist. Die Gesammtzahl der Fäden (der totale freie Magnetismus) ist also proportional der Summe aller Intensitäten auf allen einzelnen Flächenelementen der Hälfte des Magnets.

---

[1]) Jamin, Compt. rend. 77, p. 1389, 1873*. — [2]) Jamin, Compt. rend. 1674, 1872*.

5. Einfluss der Dimensionen von Stäben auf ihr t
räres magnetisches Moment.

a. Einfluss der Dicke.

536 Die experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der auf die temporäre und permanente Magnetisirung verschieden g ter Stäbe sind fast alle unter den §. 427 erwähnten complicirten gungen angestellt, so dass die Resultate sehr verwickelt sind, meisten der gefundenen Gesetze nur als Annäherungen und me weniger zweckmässige empirische Darstellungen der gefundenen tate gelten können.

Wir behandeln zuerst die Abhängigkeit des temp Momentes der Magnetstäbe von ihrer Dicke.

Lenz und Jacobi[1]) haben hierüber Versuche nach der §. nauer beschriebenen Methode mit Hülfe der die magnetischen M messenden Inductionsströme angestellt. Sie wandten Eisencylin deren Durchmesser im Verhältniss von 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 9 : 12 : standen, und deren dünnster $^1/_6$ Zoll dick war. Die magnet Spirale passte gerade auf den dicksten Stab von 3 Zoll Durchme Inductionsspirale umgab dieselbe. Die Intensität des magneti Stromes blieb constant; sie wurde an der elektromagnetische beobachtet. Die dem magnetischen Moment M der Stäbe prop Intensität des beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeu ductionsstromes wurde an einem Galvanometer abgelesen. A Weise fanden sich die in der Tabelle unter I angeführten Zahl Werthe M_1 sind von Dub[2]) unter der Annahme berechnet, Spiralen die Kerne eng umschliessen und bei Erweiterung einer im Verhältniss von 1 : 2 die magnetisirende Kraft um $^1/_{11}$ abnim

Bei den Versuchen, deren Resultate in der Tabelle unter II sind, umschlossen die magnetisirenden Spiralen dieselben Eisen ganz eng, und die Inductionsspiralen waren unmittelbar darüber den. Alle bei den verschiedenen Eisencylindern verwendeten Ind spiralen waren beständig in dem Schliessungskreise des Galva so dass der Gesammtwiderstand der Schliessung des Induction constant blieb. Die Intensität des magnetisirenden Stromes wur ein Galvanometer bestimmt. Sind die Zahlen der Windungen d mal über dem Eisencylinder befindlichen magnetisirenden Spi

---

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. **47**, p. 235, 1839* und **61**, p. 2 Bullet. de St. Petersb. **2**, p. 65. — [2]) Dub, Elektromagnetismus, p. 2

[redacted]

ctionsspirale n und n_1, ist die Intensität des Inductionsstromes I, ›t sich das magnetische Moment des Eisencylinders für gleiche irende Kräfte M:

$$M = \frac{const}{n\,n_1}\,I,$$

n der Tabelle unter II. aufgeführt ist. In allen folgenden Ta- zeichnet d den Durchmesser, l die Länge der Stäbe.

I			II			
M	M_1	$M_1/\sqrt{d}$	M gef.	M ber. $= 8664 + 15880\,d$	$const\,M/d$	$M/\sqrt{d}$
468			6244	—	6244	6244
731	8731	617	13603	13957	6801	9596
166	10658	615	16735	15604	5578	9662
252	12775	638	20620	19250	5155	10310
331	14082	627	22841	21897	4568	10214
189	15104	616	24914	24544	4152	9492
569	19544	651	31803	32424	3533	10000
796	22407	646	40946	40424	3412	11820
743	24157	624	49127	48364	3275	12684
731	26432	623	55558	56204	3087	13092

Zahlen in der Tabelle sind mit 100 000 multiplicirt.

ler ersten Beobachtungsreihe sind die durch die Ströme in der irungsspirale selbst inducirten Ströme von den beim Einlegen ıkerns erhaltenen subtrahirt, bei der zweiten nicht.

chnet man die Momente in der ersten Reihe nach der Formel ıst d, so stimmen dieselben nicht genau mit den Beobachtungen. e dies daher rühren, dass das Verhältniss der Weite der Win- zu den Durchmessern der Eisencylinder nicht constant blieb. besser stimmt die Berechnung der Beobachtungsreihe II nach ıel $M = 8664 + 15880\,d$, in welcher die erste Constante die ıswirkung der Magnetisirungsspirale darstellt. Hieraus schliessen d Jacobi, dass der totale temporäre Magnetismus, d. h. das e magnetische Moment der runden weichen Eisenstäbe dem sser proportional ist.

anderen Beobachtungsreihen ergaben sich nicht so einfache Re- 537
So folgt aus den Versuchen von von Waltenhofen (l. c. §. 460)

für die Intensität $i = 2$ bei gleich langen Eisenstäben, deren D
messer d aus den §. 460 angegebenen Gewichten berechnet war. u

d	M/d	$M/\sqrt{d}$	d	M/d	$M/\sqrt{d}$
1,108	0,660	0,695	5,978	0,380	0,928
2,071	0,530	0,763	11,823	0,277	0,951
2,150	0,638	0,936	14,258	0,268	1,012
3,015	0,455	0,790	19,824	2,248	1,106
4,006	0,455	0,910	28,292	0,228	1,213

Hiernach steht das Verhältniss der Momente dem der Qua
wurzeln ihrer Durchmesser näher, als dem ihrer Durchmesser selbst.

Dasselbe Resultat folgt noch annähernder aus den §. 457 mitget
ten Versuchen von Müller, bei denen durch Ablenkung einer Mag
nadel das temporäre magnetische Moment M von Eisenstäben besti
wurde, deren Dicke d von 9 bis 44 mm geändert wurde. Bei schwäch
magnetisirenden Kräften p, bei denen das Maximum der Magnetisir
fern lag, ergiebt sich nach §. 458

$$M = const\ p\ \sqrt{d}.$$

Indess hat Müller selbst diese Formel nur als eine rein empiri
betrachtet und ihr durchaus keinen weiteren theoretischen Werth
gelegt.

538 Dasselbe Verhältniss hat Dub [1]) in ganz gleicher Weise wie M
ler untersucht. Von den vielen Versuchen erwähnen wir nur einig

Die von Ost nach West horizontal gelegten weichen Eisenst
waren resp. 6 und 12″ lang und ½ bis 2″ dick und durch eine 2″ w
Spirale magnetisirt. Die Intensität der Ströme wurde durch die Ab
kung α der Nadel einer Tangentenbussole bestimmt. Den Stäben ge
über in der Verlängerung ihrer Axe und 20″ von ihrem einen End
eine Magnetnadel an einem Coconfaden aufgehängt, deren Ablenkung
vermittelst eines an ihr befestigten, 6″ langen kupfernen Zeigers
einer Kreistheilung bestimmt wurden. Der so gemessene Magnetis
nach Abzug der Wirkung der Spirale, d. i. das temporäre Momen
der Stäbe betrug u. A.:

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 250, 1853*; 94, p. 580, 1855*.

d	$l = 6''$, $a = 19^0$		$l = 12''$, $a = 15^0$	
	M	$const\, M/\sqrt{d}$	M	$const\, M/\sqrt{d}$
$\frac{1}{2}''$	0,096	68	0,33	24
$\frac{3}{4}$	0,114	66	0,41	24
1	0,150	72	0,49	24,5
$1\frac{1}{2}$	0,200	81	0,63	26
2	0,270	95	0,77	27

Bei anderen Versuchen hatte die Spirale 3 Fuss Länge und 6 Zoll hmesser. Die Länge der Eisenkerne betrug 3 Fuss. Dub erhielt:

d	M	$M/\sqrt{d}$
1″	0,03404	0,03404
2	0,04388	0,03102
4	0,07420	0,03710
6	0,08900	0,03630

Als Dub[1]) Magnetkerne von 12 Zoll Länge in gleicher Weise mag-rte und die abgelenkte Magnetnadel durch einen in einer Kupfer-schwebenden magnetisirten Stahlspiegel ersetzte, welcher sich in rer Entfernung (9′) von den Magnetkernen befand, erhielt er u. A. ıde Werthe:

	$a = 12^0$ M	$\frac{M}{n\sqrt{d}}$	$a = 15^0$ M	$\frac{M}{n\sqrt{d}}$	$a = 8^0$ M	$\frac{M}{n\sqrt{d}}$
″	29	643	21	476	12	266
	42	644	31	470	17,5	263
	50,25	641	37	472	20,5	262
	60	643	44	471	25	267
	79,25	641	59	479	33	268

) Dub, Pogg. Ann. **120**, p. 573, 1863*.

Die Quotienten $M/\sqrt{d}$ mussten noch mit der veränderlichen A
n der Drahtwindungen dividirt werden, um die Resultate vergl
zu können.

Bei zwei Stäben von 12 Zoll Länge und 1 bis 2 Zoll Dicke,
Spiralen von denselben Durchmessern eingelegt waren, ergab sich[1]

d	M	$const\, M/\sqrt{d}$
1″	0,6693	473
2″	0,9535	478

539 Auch für hufeisenförmige Stäbe hat Dub[2]) dasselbe Verhältnis gefunden, indem er dieselben mit ihren Schenkeln vertical in der Westebene aufstellte und ihnen eine Magnetnadel in der Weise näl dass eine in der Ost-Westrichtung durch ihren Aufhängepunkt ge Ebene durch die Mittelpunkte der beiden Endflächen der Schenke Stäbe hindurchging. Bei gleicher Intensität des magnetisirenden mes und bei Anwendung gleicher Spiralen schwankte bei Stäben v bis 2 Zoll Durchmesser das Verhältniss $M/\sqrt{d}$ nur zwischen den Z 295 bis 308[3]).

540 Nach den vorliegenden und manchen anderen, noch später wähnenden eigenen Versuchen stellt Dub das allgemeine Geset dass die Momente von cylindrischen Stäben, welche glei magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, den Quadrat zeln ihrer Durchmesser proportional sind.

Freilich ergeben sich oft bedeutende Abweichungen. Dieselbe ten indess nach Dub[4]) verschwinden, wenn die Magnetisirungs die Magnetkerne jedesmal eng umschliesst, oder der Magnetkern die Spirale so lang sind, dass die relativ schwächere Wirkung Endwindungen gegen die der anderen Windungen zu vernacl gen ist.

Wie indess schon §. 420 ausgeführt worden ist, könnte sich ei einfache Abhängigkeit des Moments der Stäbe von ihrer Querdim möglicherweise nur dann herausstellen, wenn in denselben die magn renden Kräfte in durchaus ähnlicher Weise vertheilt wären. Diese B gung ist aber bei den vorliegenden Versuchen nur unvollkommen

---

1) Dub, Elektromagnetismus, p. 205, Berlin 1861*. — 2) Dub, Pogg 90, p. 441, 1853*. — 3) Siehe auch Domalip, Abh. der Böhm. Ges. d [6] 5, p. 1, 1872*. Ist d der Durchmesser, l die Länge, x die magneti Kraft, γ das Gewicht des Stabes, y das Moment, so ist entsprechend de meln von Waltenhofen, Müller u. Dub $y = \beta \gamma\, arc\, tg (const\, x l^{1/2} / d^{...}$
4) Dub, Elektromagnetismus, p. 197 u. f., Berlin 1861*.

Der Verfasser[1]) hat gleichfalls Eisencylinder von 250 mm Länge 541
10,5 mm, 20 mm, 30 mm, 60 mm, 90 mm Durchmesser, alle von der
hen Eisensorte, gleichmässig ausgeglüht und nach dem Ausglühen
hmässig langsam abgekühlt, in eng anliegenden Magnetisirungs-
len von 127 bis 129 Windungen und gleicher Länge, wie die Cylin-
in einer Entfernung von 880 mm östlich vor einem magnetisirten,
ner dicken Kupferhülse schwebenden Stahlspiegel aufgestellt. Durch
Spiralen wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität I an einem
gelgalvanometer abgelesen wurde, und die das Moment M der Eisen-
e messende Ablenkung des Stahlspiegels nach Abzug der Wirkung
Spiralen bestimmt. Die beobachteten Tangenten der doppelten Ab-
ungsmittel der Spiegel sind auf Tangenten der einfachen Winkel
cirt. So ergab sich:

I d = 10,5 mm			II d = 20 mm			III d = 30 mm		
	M	z	I	M	z	I	M	z
.2	226,7	1,257	169,0	291,6	1,725	106,8	234,2	2,195
5	273,5	1,229	346,2	615,9	1,778	155,1	346,2	2,233
9	567,8	1,277	395,9	716,8	1,811	225,2	508,3	2,257
9	722,6	1,331	425,8	762,1	1,790	407,5	924,7	2,270
0	990,0	1,321	494,8	892,3	1,805	490,5	1131,0	2,306
			550,3	1007,6	1,831	683,1	1578,0	2,310

IV d = 60 mm			V d = 90 mm		
I	M	z	I	M	z
109,1	408,3	3,744	102,4	530,1	5,392
159,2	597,0	3,753	144,3	770,9	5,343
244,1	926,8	3,797	253,1	1367,0	5,400
314,9	1207,0	3,834	301,1	1644,0	5,461
389,9	1493,0	3,832	391,1	2141,0	5,474
451,1	1731,0	3,833	443,9	2441,0	5,498
588,8	2281,0	3,874			

Die Columnen z enthalten die Quotienten $z = M/I$. Dividirt man
Terthe z, welche etwa der Stromintensität 400 bis 500 entsprechen,

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 117, p. 236, 1862*.

bei der sie sich nicht mehr sehr schnell ändern, durch die A
der Windungen und sodann durch die Quadratwurzeln aus den
messern d der Stäbe, so erhält man:

$d =$	10,5	20	30	60	90
$z =$	1,277	1,800	2,285	3,834	5,498
$const\ z/(n\sqrt{d}) =$	1000	1026	1067	1207	1339

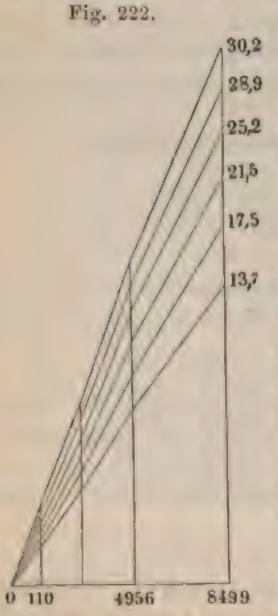
Das Verhalten der letzteren Werthe ändert sich bei anderen intensitäten ein wenig, indess steigen auch dann die Werthe z be schneller an, als die Quadratwurzeln der Dicken der Stäbe. Die namentlich bei dickeren Stäben statt.

Aus den Versuchen von Ruths (vergl. indess §. 468) geht dass die Abhängigkeit der Gesammtmomente M von der Dicke d eine Curve dargestellt wird, welche erst schneller ansteigt, als d portionalität mit d entspricht, dann einen Inflexionspunkt errei gegen die Abscissenaxe concav wird. Je grösser die magnetisirend ist, bei desto grösseren Dicken tritt der Wendepunkt ein.

Das empirische Gesetz von Dub bewährt sich also innerhal weiterer Grenzen durch die Versuche nicht.

542 Auch die Versuche anderer Physiker zeigen bedeutende Abw gen von diesem Gesetz, so zunächst die Beobachtungen von v. Fei litzsch[1]), welche nach der §. 434 b benen Methode ausgeführt waren, zuerst die durch die Magnetisirung allein, sodann die durch dieselbe und ihr magnetisirten Eisenstab bewirk lenkung einer Magnetnadel durch ein der anderen Seite derselben genäherte magnet compensirt wurde.

Fig. 222.



Die Stäbe waren 91 mm lang; il fang betrug resp. 94,9, 90,7, 79,2 54,9, 42,9 mm. Sie wurden alle in d Magnetisirungsspirale eingelegt. Die tenen Resultate sind in beifolgender nung, Fig. 222, angegeben, in der tensitäten der Ströme als Abscissen, di netischen Momente der Stäbe als Or verzeichnet sind. Die geringe Abweich Curven von der geraden Linie würde näherung an den Sättigungspunkt a wenn die benutzten Stäbe nicht eine deutenden Querschnitt hätten. Aus d

[1]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. 80, p. 321, 1850*.

er bei gleichen Stromintentäten I erhaltenen Momente sollen tgegen den Beobachtungen von Müller und Dub die Mag-.i. die temporären magnetischen Momente M der Stäbe ihren oder Durchmessern direct proportional sein. Dieses Resultat less die Versuche auch nicht vollständig; denn bildet man nigen Stäben vom Umfange c die Quotienten M/Ic, so er-

M	$const \frac{M}{Ic}$	$const \frac{M}{I\sqrt{c}}$	I	M	$const \frac{M}{Ic}$	$const \frac{M}{I\sqrt{c}}$
,285	273	841	4956	13,399	285	878
,247	283	798	"	11,585	295	831
,182	301	706	"	8,715	320	751
,150	318	658	"	7,429	350	724

ch ist der Werth M weder der Quadratwurzel noch der ersten Umfanges oder der Dicke der Stäbe proportional; vielmehr chtige Verhältniss in der Mitte zwischen beiden.

atische Eisenstäbe zeigen bei gleichen magnetisiren- 543
nahe dasselbe temporäre Moment, wie runde von demselben [im Gegensatze zu dem temporären Moment von Stahlstäben, prismatischen Stäben kleiner ist als bei runden [1])]; ebenso ch Bündel von prismatischen Stäben, welche ohne Zwischen-mmengefügt sind. Sind die prismatischen Stäbe durch Zwischen-z. B. Messingstäbchen, von einander getrennt, oder sind sie rm zusammengelegt, statt dicht an einander gefügt, so wächst und namentlich mittleren Sättigungsgraden der Magnetis-er [2]).

wandige Röhren von 130 mm Länge, 6 bis 28 mm äusse- 544
messer, 0,13 bis 0,24 mm Blechdicke zeigen bei grösserem r bei geringen magnetisirenden Kräften, namentlich aber bei ättigungsgraden eine grosse Ueberlegenheit über massive leichem Gewicht. Bei noch stärkeren Magnetisirungen tritt me dieses Uebergewichtes ein und zuletzt überwiegt der s der massiven Kerne (vgl. die Versuche über die Anziehung n und hohlen Kernen durch Spiralen weiter unten).

Waltenhofen, Wien. Ber. **48** [2], p. 518*; Pogg. Ann. **121**, p. 450,
von Waltenhofen, Wien. Ber. **61** [2], p. 771, 1870*; Carl Rep. 74*.

Bei geringerem Durchmesser zeigen die Röhren etwas kleinere netismen, als gleich schwere massive Stäbe.

So betrug z. B. das Moment m bei verschiedenen Stromintensität

			$i =$	2	4	8	10
Durchm.	6 mm	Stab	$m =$	1,474	2,576	3,777	4,105
Gewicht	3,37 g	Rohr	$m =$	0,832	1,766	3,086	3,481
Durchm.	28 mm	Stab	$m =$	2,324	4,569	8,621	10,360
Gewicht	16,84 g	Rohr	$m =$	4,539	9,287	16,624	19,073

Bei letzterem Rohr ist bei halber Sättigung ($i = 8$) das Mo etwa eben so gross, wie bei einem Stabe von 13fachem Gewicht bei cher Stromintensität. Letzterer würde erst bei der Intensität ($i =$ seine halbe Sättigung erreichen. Bei grösseren Stromstärken über die Magnetisirung des Rohres nicht mehr in gleichem Maasse. Im gemeinen ist zur Darstellung der Resultate dieser Versuche die Mül sche Formel weniger geeignet, als für massive Stäbe[1]).

545 Ueber das Verhalten hohler eiserner Röhren, welche in eine netisirungsspirale eingelegt werden, hat auch von Feilitzsch nach derselben Methode, welche zu den §. 542 beschriebenen Mess diente, eine Reihe von Versuchen angestellt. Nach denselben näher der Magnetismus der Eisenröhren bei wachsender Intensität der nischen Ströme um so langsamer einem Maximum, je dicker ben sind.

Der Magnetismus in massiven und hohlen Eisenkernen von gle Durchmesser ist gleich gross, wenn in letzteren genug Eisenmas Entwickelung des Magnetismus vorhanden ist. De Haldat[2]) ha gleicher Weise schon früher gezeigt, dass eine vor dem Ende eines tromagnetischen Flintenlaufes schwingende Magnetnadel ihre Oscilla dauer nicht ändert, wenn man in den Flintenlauf Eisenstäbe eins oder ihn durch einen ebenso dicken Eisenstab ersetzt. Ebenso fa als er das Gewicht eines Eisenrohres durch Ausfeilen von 280 g a und 90 g brachte, dass beim Herumleiten eines Stromes um dassel Zahl der Schwingungen der vor demselben aufgestellten Magne nur von 15 bis 17 in der Secunde sich änderte.

Werden die Eisencylinder am oberen Ende mit eisernen Deckp geschlossen, so ändert sich dadurch das in ihnen erzeugte Moment

Bei anderen Versuchen stellte von Feilitzsch zuerst eine, mehrere in einander geschobene hohle Röhren in der Magnetisir spirale von Ost oder West der Magnetnadel gegenüber und comp ihre Ablenkung durch einen, von der anderen Seite genäherten magnet.

---

[1]) von Waltenhofen, l. c. — [2]) De Haldat, Compt. rend. 18, 1844*, 20, p. 20, 1845*; Mém. de l'Acad. de Stanislas, 1838, p. 152, 1844

Die Länge der Röhren betrug 110 mm, ihre Blechdicke 0,51 bis mm, ihr Umfang:

1	2	3	4	5	6	7
97	91,4	85,9	79,5	73,9	67,8	61,2 mm

Die folgende Tabelle enthält einige Resultate. In derselben sind r *I* die Intensitäten der Ströme angegeben, unter 1 das Moment der re 1 allein (nach Abzug der Wirkung der Magnetisirungsspirale); r 2, 3 bis 7 die Zunahme des Momentes der vorhergenannten Röh- l, 1 und 2 u. s. f., wenn die betreffende Röhre 2, 3 u. s. f. in die- en eingeschoben wurde [1]):

I	1	2	3	4	5	6	7
121	110	123	13				
187	313	35	17				
270	518	45	14				
449	968	48	28				
790	1748	126	39				
1212	2639	272	60				
1826	3592	606	131	29			
2975	4742	1962	420	175			
5150	5690	3923	2210	609	319		
6783	6059	4651	3419	1813	635	283	151
8510	6347	5066	4087	2953	1566	781	335

Nach diesen Versuchen soll der Magnetismus um so tiefer in das 546
he Eisen eindringen, je grösser die Intensität der magnetisirenden me ist, und zwar soll die Tiefe des Eindringens der Stromintensität ortional sein. In einem gewissen Abstande von der Oberfläche des nkerns ist der Magnetismus desselben gleich Null. Proportional dem ande von dieser unmagnetischen Schicht soll der Magnetismus nach en hin wachsen und an der Oberfläche des Eisens ein Maximum er- ıeu, welches für alle Stromstärken dieselbe Grösse hat.

Da man massive Eisenstäbe als Systeme fest in einander liegen- Eisenröhren betrachten kann, so sollte sich dieses Gesetz auch auf re ausdehnen lassen.

) Die analogen Resultate ergeben sich, wenn man das Moment der in ein- geschobenen Röhren und Kerne durch die in einer conaxial zu ihnen ıden Spirale beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductions- e misst (vergl. Jamin, Compt. rend. 88, p. 1099, 1879*).

Es würde so bei der Magnetisirung der Eisenstäbe durch ein rale zuerst die äusserste Hülle derselben bis zum Maximum magn werden, sodann bei wachsender Stromstärke der Magnetismus i tiefer eindringen und auch die tiefer liegenden Schichten zum Max magnetisiren.

Indess sind diese Resultate doch nur Annäherungen an die B mung der wahren Vertheilung des Magnetismus in Eisenkernen, d den Versuchen über den Magnetismus in einander geschobener I röhren nicht berücksichtigt ist, dass auch jede einzelne, durch den magnetisirte Eisenröhre in den benachbarten eine Magnetisirung im gegengesetzten Sinne hervorruft, welche sich von der in derselben den Strom selbst erzeugten subtrahirt. Auf diese Weise wird be Einschieben eines Eisenrohres in ein zweites der Magnetismus des zen Systems der Röhren nicht direct um den in jenem zweiten durch den Strom erzeugten Magnetismus vermehrt, sondern es stell eine ganz andere Vertheilung des Magnetismus her.

547 Das magnetische Moment eines Drahtbündels von gl Dimensionen wie ein massiver Eisenstab, welche beide durch di Spirale magnetisirt werden, ist kleiner als das des letzteren. Dies achtete sowohl Munke[1]) bei der Untersuchung der Tragkraft von siven und aus Draht gebildeten Hufeisen, wie Joule[2]) bei der Benu der Drahtbündel in elektromagnetischen Maschinen, wie auch D beim Hineinziehen derselben in eine vom Strome durchflossene S In letzterem Falle verwendete er einen cylindrischen Eisenkern v Dicke und 6″ Länge, und ein 1″ dickes Drahtbündel von derselben L welches aus etwa 40 je 1‴ dicken Drähten gebildet war. Die Anz gen verhielten sich etwa wie die Massen. Mit wachsender Zahl eine Spirale eingeführten, zu einem Bündel vereinten Drähte nimm Moment zu, indess in einem viel kleineren Verhältniss, als der Za Drähte entspricht[4]).

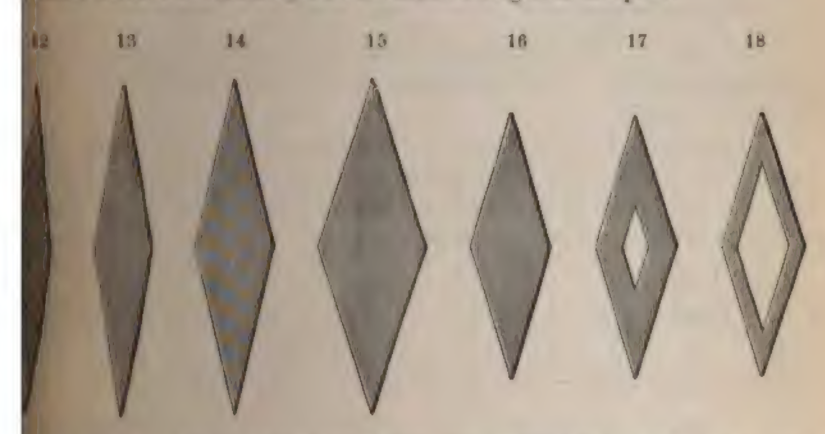
548 Bei Bündeln von (z) cylindrischen Drähten von d = I 1,25 m II 2,21 mm Durchmesser und je 103 mm Länge fand von Wal hofen[5]), dass die Formel $m = \beta g \, arctg (i / \alpha g^{5/4})$ mit Beibehaltun Constanten (§. 460) bei schwachen Drahtbündeln mit wenigen d Drähten ($z = 2$ bis 7, $d = 1{,}25$) gut mit den Beobachtungen üb stimmt; bei stärkeren Bündeln ($d = 1{,}25$, $z = 14$ bis 90) sin niederen Magnetisirungen die beobachteten Werthe den berechnete gleich, bei mittleren Magnetisirungen (der Hälfte des Maximums)

---

1) Munke, Gehler's Registerbd. p. 143, 1845*. — 2) Joule, Phil. M 2, p. 306, 1871*. — 3) Dub, Elektromagn. p. 234*. — 4) Vergl. auch A Mondes, 5, p. 224, 1664*. — 5) von Waltenhofen, Sitzungsber. d Akad 61, 2. Abthl. 19. Mai 1870*; Carl Rep. 6, p. 323, 1870*.

der beobachtete Werth weit über dem berechneten (im Verhältniss von 10,8 : 12,6, oder 14,6 : 16,4 u. s. f.), so dass gleich schwere massive Eisenstäbe hierbei einen schwächeren Magnetismus zeigen als die Drahtbündel. Es können dann sogar innerhalb dieser Sättigungsgrade auch Drahtbündel von gleichem Querschnitt, also geringerem Gewicht als die massiven Stäbe, wenn sie aus sehr vielen Drähten bestehen, mit letzteren einen gleich starken Magnetismus zeigen, obgleich bei stärkeren Magnetisirungen und bei grösserer Annäherung an das magnetische Maximum die massiven Kerne überwiegen. Der Grund dieser Erscheinungen liegt in der Verminderung der die ursprüngliche Magnetisirung schwächenden Wechselwirkung der einzelnen Längsfasern des Magnetkerns durch Zerlegung des Kerns in einzelne getrennte Drähte. Bei schwachen Magnetisirungen tritt diese Wechselwirkung noch nicht so hervor, als bei stärkeren, bis die magnetisirende Kraft so gross wird, dass sie diese Wechselwirkung überwindet.

Um den Einfluss der Gestalt auf das Moment verschieden geformter 549
Magnetstäbe und Nadeln, namentlich für praktische Zwecke, zu untersuchen, formte Lamont [1]) aus Eisenblech folgende Körper:



1 bis 6. Sechs Parallelogramme von Eisenblech, 0,3''' dick, und resp. 2, 3, 4, 6''', 6,8''', 9,1''', 11,4''', 13,7''' breit.

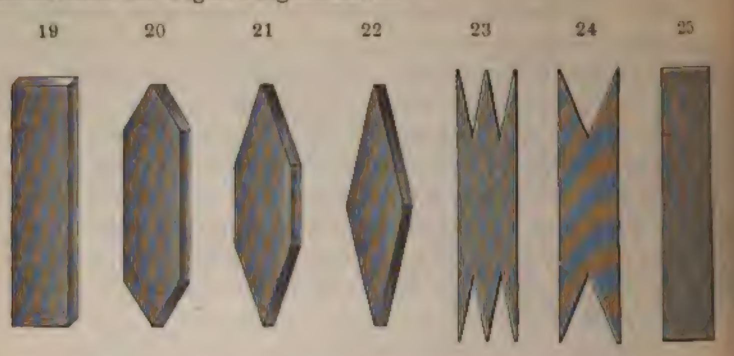
7 bis 11. Fünf Eisenkerne, 43,2''' lang und gleich schwer, Querschnitt von 7 ein gleichseitiges Dreieck, von 8 ein Kreis und von 9 ein Quadrat, von 10 und 11 Parallelogramme von 6,0''' und 4,1''' resp. 12,4''' und 2,1''' Seiten.

12 bis 15. Vier rhombische Nadeln, 59,6''' lang. Breite in der Mitte 1 : 2 : 3 : 4. Breite der breitesten Nadel 19,5''' (siehe die Figur).

---

1) Lamont, Pogg. Ann. **113**, p. 239, 1861*; Magnetismus p. 121*.

16 bis 18. Drei rhombische Nadeln, 46,0‴ lang, in der Mitte 13,3‴ breit; 15 voll, bei 16 in der Mitte ein der äusseren Gestalt ähnlicher Rhombus von $^1/_3$, bei 17 in der Mitte ein Rhombus von $^2/_3$ des ganzen Flächenraums der Figur ausgeschnitten.



19 bis 22. Flache Stahlstücke 43,1‴ lang, 1‴ dick, 10,0‴ in der Mitte breit; 19 parallelepipedisch, 20 auf $^1/_6$, 21 auf $^1/_3$, 22 auf die Hälfte der Länge zugespitzt.

23 bis 25. Drei Parallelogramme, 47,0‴ lang, 9‴ breit, 0,4 dick, parallelepipedisch oder mit zwei oder drei Spitzen versehen, die $^1/_4$ der Länge betrugen.

Diese Körper wurden in einer Magnetisirungsspirale durch gleiche Kräfte magnetisirt und ihr temporäres Moment m durch Ablenkung einer Magnetnadel nach Compensation der Wirkung der Spirale bestimmt. Das Gewicht derselben sei G; dann ergab sich

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
m	2,69	4,05	5,04	5,77	6,25	7,12	7,255	6,806	[illegible]
G	2,8	5,8	9,0	11,7	14,3	16,7	1	0,99	[illegible]
m/G	0,961	0,699	0,560	0,493	0,454	0,425	7,255	6,875	[illegible]

	10	11	12	13	14	15	16	17	18
m	6,952	8,248	4,304	5,313	5,944	6,595	3,46	3,47	[illegible]
G	1,05	1,13	4,95	9,84	14,45	19,45	1,02	0,85	[illegible]
m/G	6,621	7,299	0,870	0,539	0,412	0,339	3,39	4,08	[illegible]

	19	20	21	22	23	24	25
m	44,6	34,3	27,7	23,6	5,075	4,908	6,005
G	37,2	28,8	23,6	18,0	1,00	1,10	1,41
m/G	1,20	1,19	1,17	1,32	4,659	4,462	4,259

550 Legt man in einen hohlen Eisencylinder eine Magnetisirungs[…] so zeigt das aus beiden gebildete System beim Durchleiten eines […]

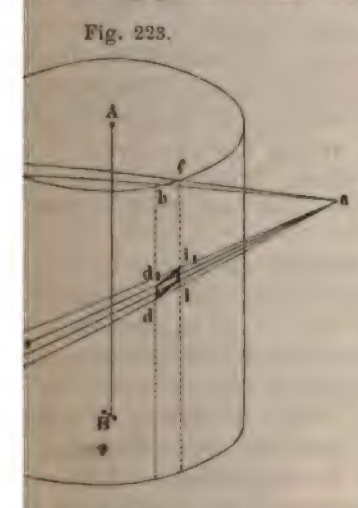
die Spirale einen nur sehr schwachen Magnetismus, indem jeder les Eisencylinders von den ihm zunächst liegenden und den ihm al gegenüber liegenden Theilen der Spirale entgegengesetzten ismus erhält, und sich so die Wirkungen von einander subtrahi- gleich erhält hierbei der Cylinder einen entgegengesetzten Mag- s, wie wenn er von aussen von der Magnetisirungsspirale um- wäre [1]). Dies zeigen auch u. A. einige Versuche von Petrina [2]), en er einen Eisencylinder mit einer auf eine Papprőhre gewunde- rale umgab und eine zweite engere Spirale von gleicher Draht- ihn hineinschob. Als die Spiralen mit dem Eisencylinder mit e in einer auf dem magnetischen Meridian senkrechten Linie vor Magnetometer angebracht wurden, und durch die Spiralen ein om stets gleicher Intensität geleitet wurde, waren die Ablenkun- folgenden:

1) Die innere Spirale allein . . .	30	Minuten,
2) dieselbe mit Eisencylinder . .	15	"
3) die äussere Spirale allein . .	40	"
4) dieselbe mit Eisencylinder . .	320	"

elementare Erklärung dieser Erscheinungen ist folgende:

r wollen die Spirale als einen Cylinder von Metall ansehen, durch in der gegen seine Axe AB, Fig. 223, senkrechten Richtung ein galvanischer Strom fliesst. a sei ein Punkt des die Spirale umgebenden Eisencylinders. Legen wir durch a zwei der Axe AB parallele, unendlich nahe an einander liegende Ebenen $abcde$ und $afghi$, sodann eine Ebene $aAgcbf$ senkrecht gegen die Axe des Cylinders und zwei um den Winkel $d\varphi$ gegen einander geneigte, auf den ersten zwei Ebenen senkrechte Ebenen $aihcd$ und $ai_1h_1e_1d_1$, so sind die Wirkungen der von den Strömen durchflossenen Vierecke hh_1ee_1 und dd_1ii_1 auf den Punkt a gleich:

Fig. 223.



$$= \left(\frac{hh_1ee_1}{ah^2} \sin cca \,.\, \sin cga - \frac{dd_1ii_1}{ai^2} \sin bda \,.\, \sin bfg\right).$$

[1]) ...rrot, Bullet. de St. Pétersb. 1, p. 121*; Dove's Repert. 1, p. 274*. Jacobi, ibid.*. Lamont, Pogg. Ann. 88, p. 231, 1853*. — [2]) Pe- Wien. Ber. 13, p. 333, 1854*; vergl. auch Liais, Mém. de Cherbourg, 1854; Fortschr. der Phys. 1854, p. 582*.

Nun ist $\sin cea = \sin bda$, $\sin cga = \sin bfg$, ferner hh $= gc \,.\, hh_1$, $dd_1 ii_1 = bf \,.\, ii_1$. Da sich $hh_1 : ii_1 = ah : ai = ag$ $= gc : bf = h_1 e_1 : d_1 i_1$ verhält, so verhält sich auch $hh_1 ee_1 : d$ $= ah^2 : ai^2$. Setzen wir diese Verhältnisse in die Gleichung ein, e halten wir $W = 0$.

Wird die Spirale in lauter einzelne Vierecke wie $hh_1 ee_1$ und d zerlegt, und ist sie so lang, dass man annehmen kann, dass die Wirk derjenigen Punkte an ihren Enden verschwindend klein ist, in dene von a aus gezogenen Linien ihre Oberfläche nur einmal treffen, so die gesammte Spirale keine magnetisirende Wirkung auf das Theilch des sie umgebenden Eisencylinders aus. Derselbe bleibt unma tisch. — In der Praxis ist die letztere Voraussetzung nicht völlig e und der Eisencylinder zeigt eine schwache Magnetisirung.

551 Legt man in eine Spirale einen Eisenstab, bestimmt seine Mag sirung, z. B. durch Anziehung eines Ankers, und umgiebt sodann Spirale noch mit einer Eisenhülle, welche man auch einerseits mit Eisenstab verbinden kann, wie bei dem Magnet von Guillemin Romershausen (§. 369), so zeigt der so gebildete Magnet ein grössere Tragkraft und Anziehung, als der Eisenstab allein. Auch magnetisirt die Spirale selbst die sie umgebende Eisenhülle ebenso w wie ohne den eingelegten Eisenstab, da durch letzteren die Wirk derselben auf die Hülle nicht geändert werden kann, ebenso w wie die Anziehung zweier Himmelskörper auf einander durch Dazwisc treten eines dritten gehemmt wird. Durch den im Inneren der Spi magnetisirten Eisenstab wird aber indirect die ihm gegenüber lieg Eisenhülle magnetisch, so dass sie an dem Ende der Spirale, wo j einen Nordpol zeigt, einen Südpol erhält. Durch die Rückwirkung die Theilchen des Eisenstabes werden dann auch diese stärker ma tisch, als ohne die Eisenhülle.

Dass in der That durch die Wirkung der Spirale in der äuss Eisenhülle keine andere Magnetisirung erzeugt wird, als wenn der in Eisenkern fehlte, kann man durch eine etwas abgeänderte Form Versuches darthun. Man schiebt in eine Magnetisirungsspirale e Eisenkern, der etwas länger als doppelt so lang als erstere ist, so sein unteres Ende mit der unteren Fläche der Spirale in einer E liegt, und bestimmt die Tragkraft desselben. Schneidet man nun über der Spirale befindlichen Theil des Eisenstabes der Länge nach und biegt beide Hälften auf der Aussenseite der Spirale nach unten dass der Stab jetzt einen Dreizackmagnet darstellt, so hat sich d die Tragkraft des Stabes im Inneren der Spirale allein nicht geän

Bei Verbindung aller drei Schenkel des Magnetes durch einen A ist selbstverständlich die Tragkraft grösser.

b. Einfluss der Länge. Vertheilung der temporären Momente der Länge nach.

Lenz und Jacobi[1]) haben hierüber eine Reihe von Versuchen an- 552
gestellt, indem sie zugleich die Vertheilung des Momentes der einzelnen Theile der Stäbe nach der §. 438 mitgetheilten Methode untersuchten. Sie schoben in eine 4 Fuss lange, zur Vermeidung von Inductionsströmen der Länge nach aufgeschlitzte und mit übersponnenem Kupferdraht bewickelte Messingröhre sieben verschiedene Eisencylinder von $1^3/_4$ Zoll Durchmesser und 1, $1^1/_2$, 2, $2^1/_2$, 3, $3^1/_2$ und 4 Fuss Länge ein. Nur durch den Theil des Drahtes auf der Messingröhre, welcher gerade über dem Eisenkern lag, wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität an der Tangentenbussole bestimmt war. Ueber die Drahtwindungen wurde eine kleine, 1 Zoll lange Inductionsspirale von 123 Drahtwindungen geschoben, deren Enden mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden waren. Zuerst wurde die Intensität des Inductionsstromes in letzterer beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes gemessen, als noch kein Eisenkern in die magnetisirende Spirale eingelegt war, sodann, als der Eisenkern eingeschoben war. Dabei wurde die freilich nicht ganz richtige Annahme gemacht, dass die Differenz der beobachteten Intensitäten dem beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes verschwindenden Magnetismus des Eisenkernes, also richtiger dem temporären Moment seiner Theile an der gerade unter der Mitte der Inductionsspirale liegenden Stelle proportional ist.

Vermittelst dieser Methode haben Lenz und Jacobi die in folgender Tabelle verzeichneten Werthe erhalten. In derselben bezeichnet *m* das beobachtete Moment der einzelnen Stellen des Stabes, *x* den Abstand derselben von der Mitte des Stabes in 24 stel Zollen, *l* die Länge des Stabes. Alle Zahlen in der Tabelle sind mit 100000 multiplicirt.

---

[1]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. 61, p. 275, 448, 1844*.

x	m beob-achtet	m berechnet nach der Formel		
		$m = a - bx^2$	$m = a - b.(\nu^x + \nu^{-x})$	$\frac{m}{\sqrt{\frac{1}{2}l - x}}$
Stab I. $l = 1$ Fuss				
0	7171	7173	7125	2070
3	6867	6868	6860	2343
5	6322	6326	6369	2384
7	5528	5512	5556	2472
9	4416	4427	4365	2550
11	2530	3071	2676	2530
Stab II. $l = 1\frac{1}{2}$ Fuss				
0	13485	13549	13427	—
3	13213	13267	13185	—
5	12771	12765	13752	—
7	12001	12012	12080	—
9	11081	11008	11144	—
11	9888	9754	9903	—
13	8301	8248	8310	—
15	6354	6491	6299	—
17	3621	4474	3787	—
Stab III. $l = 2$ Fuss				
0	20811	20896	20711	42450
3	20608	20637	20504	44960
7	19412	19488	19495	47085
11	17470	17419	17602	48456
15	14706	14331	14692	49020
19	10559	10524	10546	47004
23	4557	5714	4868	45570
Stab IV. $l = 2\frac{1}{2}$ Fuss				
0	28736	28918	28652	—
5	28150	28286	28094	—
9	26836	26869	26864	—
13	24813	24642	24863	—
17	21899	21606	21956	—
21	17909	17761	17996	—
25	12798	13105	12706	—
29	5524	7741	5843	—

x	m beob-achtet	m berechnet nach der Formel		
		$m = a - bx^2$	$m = a - b.(\nu^x + \nu^{-x})$	$\frac{m}{\sqrt{\frac{1}{2}l \ldots}}$
Stab V. $l = 3$ Fuss				
0	36785	37415	36974	
3	36677	37208	36965	
7	36081	36289	36054	
11	34966	34634	34666	
15	32804	32243	32584	
19	29626	29117	29682	
23	25685	25256	25854	
27	20820	20659	14579	
31	14637	15327	6598	
35	6192	9258	—	
Stab VI. $l = 3\frac{1}{2}$ Fuss				
0	43471	43681	43445	[illegible]
5	42999	43191	43051	[illegible]
9	42130	42095	42050	[illegible]
13	40620	40372	40514	[illegible]
17	38322	38022	38349	[illegible]
21	35375	35045	35511	[illegible]
25	31979	31442	30924	[illegible]
29	27480	27213	27514	[illegible]
33	22098	22356	22155	[illegible]
37	15730	16874	15672	[illegible]
41	6163	10764	7991	[illegible]
Stab VII. $l = 4$ Fuss				
0	52690	53033	52602	[illegible]
3	52596	52867	52592	[illegible]
7	52051	52130	51851	[illegible]
11	50503	50803	50579	[illegible]
15	49014	48886	49074	[illegible]
19	46793	46376	46846	[illegible]
23	43968	43281	43987	[illegible]
27	40275	39596	40430	[illegible]
31	36108	35320	36088	[illegible]
35	30902	30454	30857	[illegible]
39	24756	24998	24706	[illegible]
43	17078	18953	17186	[illegible]
47	6888	12317	8556	[illegible]

In der Formel $m = a - b\,(\nu^x + \nu^{-x})$ ist

für Stab	$a =$	$log.\ b =$	$log.\ \mu =$
I.	0,09363	8,04910	0,0694
II.	0,18675	8,41921	0,0434
III.	0,31671	8,73815	0,0291
IV.	0,40588	8,77625	0,0259
V.	0,49598	8,79986	0,0233
VI.	0,64838	9,02921	0,0173
VII.	0,72682	9,00172	0,0169

rtheilung der Momente in den Stäben. Entsprechend 553
rachtungen des §. 404 sind diese Beobachtungen mit der theore-
Formel der Kettenlinie $m = a - b\ (v^x + v^{-x})$ verglichen [1]),
ndess zu beachten ist, dass die Bedingungen der Versuche nicht
nit den bei der Entwickelung der Formel gestellten Forderungen
stimmen, da die magnetisirende Kraft nicht auf den ganzen
nitt und die ganze Länge der Stäbe gleich stark wirkt. — Als
rungsformel bedienen sich Lenz und Jacobi der aus obiger
durch Entwickelung der Werthe v^x und v^{-x} in Reihen und Ver-
ng der Constanten unter Vernachlässigung der die höheren Poten-
haltenden Glieder abzuleitenden Formel: $m = a - bx^2$, wo a
Constante sind.

i der Berechnung sind die an den Enden der Stäbe erhaltenen
te nicht mit in Betracht gezogen, da an ihnen nicht mehr auf
Seiten der Inductionsspirale die Masse des Eisenstabes vertheilt
lass die beobachteten Werthe viel zu klein ausfallen würden. —
iger Formel wird also die Vertheilung der temporären magneti-
omente in weichen Eisenstäben, welche ihrer ganzen Länge nach
Magnetisirungsspirale bedeckt sind, durch eine Kettenlinie oder
nd durch einen Parabelbogen dargestellt, dessen Abscissenaxe
ie Mitte des Magnetes und senkrecht gegen denselben gezogen
rend die Abstände der einzelnen Punkte des Magnetes von seiner
ls Ordinaten dienen. Die auf jeder Stelle auf dem Magnet er-
n, seinen Momenten an denselben Stellen entsprechenden Lothe
die dazu gehörigen Abscissen dar.

rgleicht man die Momente m_0 der in der Mitte der verschieden
Stäbe befindlichen Theile, während die Stäbe an allen Stellen
magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, so findet man nach
suchen von Lenz:

Länge l	m_0	$m_0 = a - 2b$	$m_0/l\sqrt{l}$
1	7171	7125	7171
1,5	13485	13427	7340
2	20811	20711	7357
2,5	28736	28652	7267
3	36785	36974	7079
3,5	43471	43445	6639
4	52690	52602	6539

[1]) Riess, Pogg. Ann. 70, p. 1, 1847*.

Aus der Formel der Kettenlinie ergeben sich diese Momente, wenn man darin $x = 0$ setzt. Dann ist $m = a - 2b$, wonach die Zahlen der dritten Columne der Tabelle berechnet sind.

Am regelmässigsten gestaltet sich diese Vertheilung bei kohlenstoffarmen Stäben, in denen die Masse gleichmässiger vertheilt ist [1]).

554 Dub [2]) hat versucht, diese Beziehungen zwischen den Momenten der Theile eines Stabes auf eine andere Art darzustellen, als es bisher geschehen ist. Er stellt folgende empirische Sätze auf:

1. Der an den einzelnen Stellen der Eisenstäbe erregte Magnetismus, d. h. das temporäre magnetische Moment daselbst, ist der Quadratwurzel der Abstände derselben von dem ihnen zunächst liegenden Ende der Stäbe proportional [3]). Bezeichnet λ diesen Abstand, m das Moment, so sollte $m/\sqrt{\lambda}$ eine constante Grösse sein. Ist der Abstand von der Mitte des Stabes x, die Länge desselben l, so ist $\lambda = \frac{1}{2}l - x$. Dann müsste der Werth $m/\sqrt{\frac{1}{2}l - x}$ constant sein. Auf diese Weise sind die Zahlen in der fünften Reihe der Tabelle (p. 500) berechnet. — Wenngleich die Quotienten von den Polen ab erst eine regelmässige Zunahme und dann wieder eine Abnahme gegen die Mitte des Stabes zeigen, sind die Abweichungen doch nicht allzu bedeutend. Die Formel $m = const \sqrt{\frac{1}{2}l - x}$ giebt aber für positive und negative Werthe von x verschiedene Werthe für das magnetische Moment, so dass sie jedenfalls nur für jede Hälfte des Stabes gelten würde. Ferner ist für $x = \frac{1}{2}l$ das Moment $m = 0$, d. i. das Moment der am Ende der Stäbe liegenden Theile Null, und die Stäbe könnten an ihren Endflächen keinen freien Magnetismus zeigen, was nicht mit der Erfahrung übereinstimmt.

Die Curve, welche nach der Formel $m = const \sqrt{\frac{1}{2}l - x}$ die Werthe von m angiebt, stellt zwei Parabeln dar, deren Abscissenaxen mit dem Magnet zusammenfallen, deren Ordinaten die magnetischen Momente an seinen einzelnen Stellen bezeichnen. Ihre Scheitelpunkte liegen an den Enden des Magnetes. In der Mitte des Stabes treffen beide Parabeln zusammen, und die ganze Curve der Magnetisirung hat daselbst einen plötzlichen Bruch, so dass sich hiernach die magnetischen Momente der Theilchen des Magnetes in seiner ganzen Länge nicht stetig ändern würden, was nicht richtig ist.

2. Der in der Mitte der verschieden langen Stäbe erregte Magnetismus (das temporäre Moment daselbst) ist bei gleicher Gesammtintensität der magnetisirenden Kraft der Quadratwurzel aus ihrer Länge proportional. Hiernach müssten die Werthe $m_0/l\sqrt{l}$ der Tabelle §. 55[illegible] constant sein. Sie nehmen indess langsam mit der Länge der Stäbe a[illegible]

[1]) Trève u. Durassier, Compt. rend. 83, p. 814, 1876. Durch Abr[illegible] von Eisencontacten beobachtet. Dass die Methode mangelhaft ist, s. §. 4[illegible]
[2]) Dub, Elektromagn. p. 253* u. a. a. O. — [3]) Auch Jamin, Compt. rend p. 1388, 1873*.

3. Aus den Sätzen 1 und 2 folgt, dass das Moment der verschieden ngen Stäbe an Stellen, die gleich weit von ihren Enden entfernt sind, onstant dasselbe bleibt, vorausgesetzt, dass die auf die ganzen Stäbe irkenden magnetisirenden Kräfte dieselben sind. Dieser Satz wird urch die folgende, von Dub aus den Versuchen von Lenz berechnete abelle belegt, in welcher jene Momente verzeichnet sind.

Länge der Magnete	Abstand der Punkte vom Ende jedes Magnetes					
	4,5″	6,5″	8,5″	12,5″	16,5″	20,5″
1′	3433					
1,5	3693	4404	4506			
2	3676	4368	4852			
2,5	3581	4380	4962	5630		
3	3470	4281	4771	5828	6113	
3,5	3150	3926	4568	5475	6017	6210
4	3094	3863	4513	5496	6127	6506

Ueber die theoretische Bedeutung dieser Sätze haben wir schon 420 das Nöthige gesagt.

Momente der ganzen Stäbe. Bestimmt man vermittelst der 555
rmel $m = a - bx^2$ oder der Formel der Kettenlinie die Intensitäten r Inductionsströme, welche man erhält, wenn die 1 Zoll lange Inctionsspirale (§. 552) je um ihre Länge auf einem Stabe von der nge l nach allen seinen Punkten verschoben wird, und nimmt man Summe dieser Werthe, so giebt sie die Summe der Momente sämmther Theile der Stäbe, d. h. das gesammte magnetische Moment an, lches der Stab erhält, während alle Theile desselben (mit Ausnahme Enden) in gleicher Weise mit Drahtwindungen bedeckt, also gleichen gnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Dieselben Werthe erhält man, nn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit einer Inductionsspirale bekt sind, welche die $l$fache Windungszahl hat, als die bei den ersten suchen verwendete kurze Spirale.

Als Lenz und Jacobi auf die mit den Magnetisirungsspiralen wickelten Eisenkerne so viele Inductionsrollen von je 6 Zoll Länge ben, dass sie ganz von ihnen bedeckt waren, und die gehörigen uctionen der beobachteten Intensitäten der Inductionsströme auf der Länge der Eisenkerne proportionale Windungszahl und auf chen Widerstand des Schliessungskreises vornahmen, so erhielten sie er That Werthe, welche den aus obigen Formeln berechneten nahezu

gleich kommen. Die (mit 100 000 multiplicirten) Gesammtmoment der Stäbe waren nämlich

Länge	M aus obigen Versuchen berechnet nach der Formel		M direct beobachtet	Verhältniss	$c\,\frac{M}{l^2}$
	$M=\Sigma(a-bx^2)$	$M=\Sigma[a-b(\nu^x+\nu^{-x})]$			
1	66686	65842	63932	100	100
1,5	183074	181716	182234	285	127
2	369168	368690	365812	572	143
2,5	640294	635252	620218	970	155
3	989836	983456	958518	1500	166
3,5	1351770	1343276	1298939	2031	165?
4	1866582	1856164	1741820	2724	170

Die aus den ersten Beobachtungen nach der einen oder an Formel berechneten und direct beobachteten Werthe stimmen mithi mit einander überein.

556 Versucht man die Momente der ihrer ganzen Länge nach mi Magnetisirungsspirale bewickelten Stäbe von der Länge $2l$ und d durch die Ablenkung einer Magnetnadel zu bestimmen, welche in der Verlängerung ihrer von Ost nach West gerichteten Axe g über gestellt wird, so erhält man ähnliche Resultate.

Berechnet man z. B. aus meinen §. 464 erwähnten Versuche die Stromintensität 40 die Momente M und M_1 der verschiedenen netstäbe von der Länge $2l$, deren Polabstand 2λ ist, nach der F

$$M = \frac{(r^2 - l^2)^2}{2r}\,tg\,\alpha \text{ oder } M_1 = \frac{(r^2 - \lambda^2)^2}{2r}\,tg\,\alpha$$

(§. 428), wo r die Entfernung der Mitte des Magnetes von der vo selben schwebenden, um den Winkel α abgelenkten Magnetnadel i erhält man nach §. 430 Werthe, zwischen denen das wirkliche M der Stäbe liegt. Bei geraden Stäben ist etwa $\lambda = 0{,}72\,l$ zu (s. w. u.). Dividirt man die Werthe M und M_1 durch die Wind zahl w der Spiralen, so erhält man die Momente n und n_1, welc Stäbe annehmen, wenn unter der Voraussetzung der Constanz de tienten M/I auf einen jeden derselben die gleiche magnetisirende wirkte. Dividirt man n und n_1 durch l, so erhält man Grössen, w den freien, auf den Magneten aufgehäuften Magnetismen nahezu p tional sind. Die durch Division letzterer Werthe durch die Qu

urzel von l erhaltenen Quotienten sind in der Tabelle unter z und z_1 rzeichnet:

d	$2l$	M	M_1	n	n_1	z	z_1
0,3	1000 mm	10,14	11,41	20,25	22,80	640,4 × 100	72,10 × 100
	500	2,37	2,46	9,56	9,95	640,4 × 133,5	72,10 × 123,4
	250	0,48	0,49	3,69	3,74	640,4 × 145,9	72,10 × 131,0
1,7	1002	16,79	17,62	47,03	49,37	148,1 × 100	155,7 × 100
	493,8	3,22	3,32	18,01	18,56	148,1 × 110,7	155,7 × 108,4
	247	0,59	0,61	6,68	6,85	148,1 × 116,2	155,7 × 144
	1002		20,20		58,48		187 × 100
	500		3,08		18,32		187 × 90,58

Die letzten beiden Werthe beziehen sich auf hufeisenförmige Stäbe, i denen l gleich dem halben Abstand ihrer Schenkel gesetzt wurde. ährend also bei den geraden Stäben die Werthe z und z_1 mit abhmender Länge der Stäbe zunehmen, nehmen sie bei hufeisenförmigen äben ab.

Dub[1]) hat einige Stäbe der ganzen Länge nach mit Drahtwin- 557
ngen umgeben, und sie dann durch Ströme von solcher Intensität gnetisirt, dass dieselbe der Zahl der Windungen umgekehrt proporual war, also die gesammte auf die Stäbe wirkende magnetisirende aft constant blieb. Vor dem einen Ende der von Ost nach West gehteten Stäbe war in 21 Zoll Entfernung eine Magnetnadel aufgestellt. s den von Dub beobachteten Ablenkungen derselben kann man die mente der Stäbe nach der Formel

$$M_0 = \frac{(r^2 - l^2)^2}{2r} \, tg\, \alpha$$

echnen, wo r die Entfernung der Mitte der Stäbe von der Magnetel, l ihre halbe Länge (oder der halbe Abstand ihrer Pole) ist. Will n die Momente M der Stäbe angeben, welche sie erhielten, wenn die gnetisirende Kraft auf alle ihre einzelnen Theile gleich wirkte, so sen die berechneten Werthe noch mit der Zahl der Windungen oder Länge der Stäbe multiplicirt werden.

Auf diese Weise ergeben sich z. B. folgende Resultate:

1) Dub, Elektromagnetismus, p. 266; Pogg. Ann. 102, p. 208, 1857*.

$tg\,\alpha$	$2\,l$	M	cM/l^2	$cM/l^2\sqrt{}$
0,34	6″	100 (100)	100	100 (10
0,61	12	476,6 (490,8)	119	84 (8
0,81	18	1193,1 (1279,0)	132	76,5 (8
0,88	24	2091,6 (2356)	130?	65,3 (7

Die in Klammern gesetzten Werthe ergeben sich hier, wie folgenden Tabellen, wenn für l der Werth λ, d. h. der halbe A der Pole gesetzt wird, welcher sich aus den Versuchen von Le Jacobi (vergl. §. 562) etwa gleich $0{,}74\,l$ ergiebt. Da die Stäb unendlich weit von dem abgelenkten Magnet entfernt sind, so lie Resultate zwischen den auf die eine oder die andere Weise bere Werthen (vergl. §. 430).

Bei einer anderen Versuchsreihe wurden weiche Eisenstä 1 Zoll Dicke, die ihrer ganzen Länge l nach mit der Magneti spirale umgeben waren, in ostwestlicher Lage vor einem magne Stahlspiegel so hingelegt, dass ihre Mitte vom Spiegel um die Ent $r = 9$ Fuss abstand. Bei Anwendung gleicher magnetisirender waren die Ablenkungen α und Momente M[1]):

[1]) Dub (Pogg. Ann. **120**, p. 557 u. flgde. 1863*) hat aus obige achtungsreihe und einer anderen, bei welcher die verschieden langen stäbe in verschiedene, ihrer Länge proportionale Entfernungen vor dem a ten Magnetspiegel lagen, abgeleitet, dass im ersteren Fall (1) der $\alpha/l^2\sqrt{l}$, im zweiten (2) $\alpha_1\sqrt[2]{l}$ constant ist, wenn α und α_1 die Tange Ablenkungswinkel des Spiegels sind. — Ist μ der freie, an den Polen d angehäufte Magnetismus, und ist der Abstand der Pole $2\,\lambda$, so ist

$$\alpha = k\left(\frac{\mu}{(r+\lambda)^2} - \frac{\mu}{(r-\lambda)^2}\right) = k\,\frac{4\,\mu\,r\,\lambda}{(r^2-\lambda^2)^2},$$

wo k eine Constante ist. Nach dem ersten Satz soll $\alpha/l^2\sqrt{l}$ consta Da nun λ nahezu l proportional (etwa gleich $0{,}7\,l$) ist, so folgt hieraus

$$\mu = l\,\sqrt{l}\,.\,(r^2-\lambda^2)^2\,.\,const \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Für die zweite Reihe ist l oder λ proportional r, also $r = n\,\lambda$, da

$$\alpha_1 = k_1\,\frac{4\,\mu\,n\,\lambda^2}{(n^2-1)^2\,\lambda^4}.$$

Da nun wieder $\alpha_1\sqrt{l}$ constant sein soll, so muss, da λ proporti und $n^2 - 1$ constant sind, in diesem Falle

$$\mu = l\sqrt{l}\,.\,const \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; .$$

sein. Die beiden Gleichungen 1) und 2) können nur neben einander b wenn in 1) λ^2 gegen r^2 verschwindet; was wohl anzunehmen ist, wenn $l = 0{,}5'$, also λ etwa $= 0{,}36$, nicht aber, wenn $r = 2$, $\lambda = 1{,}4'$ ist. ersteren Falle die Werthe μ gleich, so müssten sie sich im zweiten w verhalten. — Selbstverständlich sind übrigens nicht Sätze wie die obige

l	α	M	$M/l^2\sqrt{l}$
4″	1,1	149,6	100 (100)
6	3	40,7 (40,8)	98,7 (98,8)
9	8,25	111,8 (112,0)	98,6 (98,8)
12	16,5	223,1 (223,7)	98,1 (98,4)
18	45	603,6 (607,4)	94,0 (94,6)
24	96	1276 (1289)	96,7 (97,7)
36	276	3433 (3529)	94,4 (97,1)
48	545	6701 (6762)	92,0 (92,7)

Ferner hat Dub [1]) folgende Bestimmungen gemacht: 558

Hufeisen, bestehend aus einem Zwischenstück und geraden Schen-n, wurden mit letzteren vertical nach unten in der Ost-Westebene er Magnetnadel in der Art gegenübergestellt, dass ihre Polflächen in icher Höhe mit ihr sich befanden. Die Schenkel des Hufeisens wur- allmählich so verlängert, dass die ganze Länge desselben von 13 53 Zoll stieg. Der Abstand der Polflächen von einander betrug Zoll, der der Magnetnadel von dem ihr zunächst liegenden Schenkel Zoll. Das Hufeisen war stets seiner ganzen Länge nach mit der etisirenden Spirale bedeckt; indess wurde die Intensität des Stromes

---

allein die aus denselben berechneten Momente der Stäbe für ihr magne- Verhalten maassgebend.

Ebenso verhält es sich mit folgenden, ebenfalls von Dub auf ähnliche Weise denen Sätzen:

(3) Wird bei verschieden langen Stäben bei gleichbleibendem Abstand ihrer von dem abgelenkten Magnet die Intensität des magnetisirenden Stro- in demselben Verhältniss geschwächt, wie die der Länge l propor- le Windungszahl zunimmt, so ist $\alpha_{11}/l\sqrt{l}$ constant; wo α_{11} die Tangente Ablenkungswinkels der dem Stab gegenübergestellten Nadel ist.

(4) Dasselbe gilt, wenn die Spiralen bei verschieden langen Stäben gleiche dungszahlen haben und die Stromstärke dieselbe bleibt.

Diese Sätze entsprechen direct Satz (1).

(5) Wurden die Magnetkerne durch Spiralen magnetisirt, welche nur ihre auf ein Drittel ihrer Länge bedeckten, deren Windungszahlen aber der der Kerne porportional waren, so war bei gleichbleibender Intensität des etisirenden Stromes ebenfalls $\alpha/l^2\sqrt{l}$ constant; ebenso wenn nur die dem tspiegel zugekehrte Hälfte der Stäbe mit solchen Spiralen bedeckt war; auch wenn die Spiralen in der Mitte der Stäbe doppelt, an den Enden h gewickelt waren, so jedoch, dass die Vertheilung der Windungen der ach bei verschieden langen Kernen dieselbe blieb.

Ebenso blieben die Quotienten $m/l\sqrt{l}$ constant, als in die Mitte einer n, 3″ weiten, von einem constanten Strom durchflossenen Spirale ke Kerne von 4 bis 18″ Länge eingeschoben wurden.

[1]) Dub, Elektromagn. p. 267* und Pogg. Ann. 102, p. 209, 1857*.

so regulirt, dass die gesammte, auf das ganze Hufeisen wirkende m tisirende Kraft dieselbe blieb.

Die der Tangente der Ablenkung der Nadel proportionale Wi W der Hufeisen muss mit dem Quadrat ihrer Länge l multiplicirt den, um ihre Momente M zu erhalten, wenn auf alle ihre Theil gleiche magnetisirende Kraft wirkte. — Auf diese Weise ergab sich

1. Bei einem Hufeisen von 1 Zoll Dicke:

l	13″	17″	23″	29″
$M = l^2\, W\, const$	599	1180	2467	4472
$W = M/l^2$ (beob.)	3541	4091	4663	5317
$W/\sqrt{l} = M/l^2\sqrt{l}\ const$	982	991	972	987

2. Bei einem Hufeisen von 2 Zoll Dicke:

l	17″	29″
$const\ M$	1552	6513
W	53732	77427
$const\ W/\sqrt{l}$	13	14,5

Bei den längeren Hufeisen dürften die beobachteten Werthe zu klein ausgefallen sein, da die Pole in ihnen über die Eben Polflächen immer mehr hinaufrücken. — Ueberhaupt kann allen angeführten Beobachtungsresultaten keine allzu grosse Bedeutung gelegt werden, da die Abweichungen von der Proportionalität des m tischen Momentes mit der magnetisirenden Kraft die Vergleichung Resultate sehr schwierig machen, und auch die Beschaffenheit des l der Stäbe von grossem Einfluss ist. Selbst wenn man aus dem Stabe von weichem Rundeisen verschiedene Stücke schneidet, zeig bei gleicher Behandlung zuweilen schon ein etwas abweichendes halten.

559 Die Abhängigkeit der temporären Momente M verschieden l und gleich dicker Eisenstäbe, welche ihrer ganzen Länge nach gleiche magnetisirende Kräfte erregt sind, wird am richtigsten dur von Green gegebene Formel dargestellt:

$$M = k\left(\beta l - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}}\right) = k\left(\beta l - \frac{1 - e^{-2\beta l}}{1 + e^{-2\beta l}}\right)$$

in welcher β und k Constante sind, l die halbe Länge der Stäbe be net. Diese Formel gilt freilich nur für Stäbe, deren Querdimens gegen ihre Länge klein sind.

Um aus den an den einzelnen Stellen der Stäbe beobachteten menten ihr gesammtes Moment durch Summation zu erhalten, muss

en der Kettenlinie entsprechenden Ausdruck für die ersteren über die anze Länge der Stäbe integriren. Dann ist

$$M = 2\int\limits_0^l [a - b(v^x + v^{-x})]\,dx = 2\left(al - \frac{b}{\log v}\right)(v^l - v^{-l}) \quad \text{II)}$$

o x den Abstand der einzelnen Stellen der Stäbe von ihrer Mitte beeichnet. — Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green ufgestellten überein, wenn man $e^\beta = v$ setzt. Der Werth im Nenner er letzteren Formel $e^{\beta l} + e^{-\beta l}$ ist dann schon in den Constanten der ormel II enthalten.

Die directe Summation der nach der Kettenlinie berechneten lomente der einzelnen Stellen des Stabes ist in der Tabelle §. 555, olumne 3 ausgeführt. Eine genauere Uebereinstimmung der so beechneten und beobachteten Werthe der Momente M ist nicht wohl zu rwarten, da die Stäbe meist an ihren Enden schwächeren magnetisirenen Kräften ausgesetzt waren, als in ihrer Mitte, wodurch die Beobhtungswerthe zu klein ausfallen, und auch in dem Querschnitt der äbe die magnetisirende Kraft sich ändert.

Dub spricht die Abhängigkeit des Momentes von der Länge der 560
äbe in anderer, rein empirischer Form aus. Nach ihm ist der regte totale Magnetismus, d. h. der freie Magnetismus, welcher den auf ihrer ganzen Länge l mit der Magnetisirungsspirale bedeckn Stäben erzeugt wird, wenn die gesammte, auf ihre ganze Länge rkende Kraft constant bleibt, der Quadratwurzel aus der änge l der Stäbe proportional.

Dividirt man die in den erwähnten Versuchen erhaltenen Momente der Stäbe durch ihre Länge, so giebt der Werth M/l das Moment , welches die Stäbe erhielten, wenn die auf ihre ganze Länge wirkende gnetisirende Kraft bei allen constant wäre. — Dividirt man noch einl mit l, so erhält man die Werthe M/l^2, welche unter der Vorausung, dass die freien Magnetismen der Stäbe nur an ihren Enden räten, oder doch der Abstand der Pole den Längen der Stäbe proporal wäre, den freien, in den Stäben angehäuften Magnetismen proporal sind. Diese Werthe sind in den Tabellen mit aufgeführt.

Nach dem Satz von Dub sollten nun die Werthe M/l^2 dem Werth $\sqrt{l}$ proportional, also die Werthe $M/l^2\sqrt{l}$ constant sein. Wie sich in bei allen Versuchsreihen zeigt, nehmen sie mit wachsender Länge Stäbe ab.

Nach Ruths (§. 468 Anm.) wachsen bei einer gegebenen magnetinden Kraft die Quotienten $M/l\sqrt{l}$ für gleich dicke Stäbe mit der ge bis zu einem Maximum und nehmen dann wieder ab.

Bei den hufeisenförmigen Magneten von verschiedener Länge sind Quotienten nach den Versuchen von Dub (§. 558) nahezu constant;

nach meinen Versuchen nehmen sie sogar mit wachsender Län
Magnete zu. Dieser Unterschied im Verhalten der geraden und h
förmigen Magnete rührt von der Wechselwirkung der Pole der l
her, welche namentlich bei den längeren Stäben eine bedeutende
rung des magnetischen Momentes hervorruft.

561 Wir haben bereits mehrfach hervorgehoben, dass die Sätze vo
wonach die Momente von Stäben, welche im Ganzen gleichen m
sirenden Kräften ausgesetzt sind, der Quadratwurzel aus ihrem
messer und aus ihrer Länge proportional sind, rein empirisc
und nur innerhalb enger Grenzen gelten, da die Scheidungskraft
verschiedenen Stäben durchaus nicht in ähnlicher Weise verth
auch sind die bei schwachen magnetisirenden Kräften gültigen F
bei stärkeren, wo das Moment mehr und mehr sich dem Ma
nähert und der Masse des Stabes mehr und mehr proportion
abgesehen von dem Wendepunkt und von den Aenderungen de
netisirung bei wiederholter Einwirkung magnetisirender Kräfte
mehr gültig[1]).

562 Lage der Pole. Dividirt man durch die Momente in de
der Stäbe in die Gesammtmomente derselben, so erhält man nach
den Abstand ihrer Pole λ von einander.

Daraus ergiebt sich nach den Beobachtungen von Lenz und

Länge l	12″	18″	24″	30″	36″	42″	4
Polabstand l_1	8,9	13,6	17,6	21,7	25,9	29,9	3
l_1/l	0,74	0,76	0,73	0,72	0,72	0,71	[illegible]

Der Abstand der Pole ist also nahezu proportional der Län
Stäbe; nur bei den längeren Stäben ist er ein wenig kleiner.

Nach Versuchen von Bouty[2]) ist die Lage der Pole von der
der magnetisirenden Kraft unabhängig und der Abstand derselb
den Enden verschieden langer Stäbe der gleiche, so dass ihr tem
Moment durch die Formel $M_t = m_t(l - \delta)$ auszudrücken ist, wo
freie Magnetismus, l die Länge der Stäbe, δ der Abstand der P
den nächstliegenden Enden ist.

---

[1]) Berechnungen über die Anordnung des zu den Magnetisirungsspi
verwendenden Drahtes nach der Zahl der Windungen u. s. f., um un
schiedenen Bedingungen das Maximum der Wirkung zu erzielen, la
unter Annahme der Sätze von Dub leicht ausführen. Sie haben abe
specielles praktisches Interesse, da die im Text erwähnten Umstände
dingungen wesentlich abändern. Rechnungen dieser Art sind namentlic
vollständig von du Moncel ausgeführt und auch durch Versuche gepr
den. Cfr. Sur les meilleures conditions des électroaimants 1871. Étud
détermination des éléments de construction des électroaimants 1874*,
Compt. rend. 76, p. 368, 1201, 1403, 77, p. 347, 1017, 1873*, 85, p.
481, 497, 652, 743, 1877*; siehe auch Raynaud ibid. 76, p. 1014, 18
85, p. 480*. — [2]) Bouty, Ann. scient. de l'École norm. [2] 5, p. 137. 1

6. Einfluss der Dimensionen von Stäben auf ihr permanentes magnetisches Moment.

Ganz dieselben Gesetze, wie für die Vertheilung der temporären 563
omente der an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften ausge-
tzten Eisenstäbe, gelten für die Vertheilung der permanenten
omente in den zur Sättigung magnetisirten permanenten Stahl-
agneten. Verschwindet ihre Dicke gegen ihre Länge nicht ganz, so
iebt wenigstens annähernd die Formel der Kettenlinie

$$m = a - b\,(v^x + v^{-x}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Vertheilung der Momente, die Formel

$$\alpha = b\,(v^x - v^{-x})$$

Vertheilung der freien Magnetismen auf ihrer Oberfläche an.

Das erste Gesetz ist von van Rees[1]) bestätigt worden, indem er die 564
agnetischen Momente eines Stalmagnetes an verschiedenen, um die Länge
von der Mitte entfernten Stellen nach der §. 438 beschriebenen Methode
rch Abschieben einer kurzen, mit einem empfindlichen Galvanometer
bundenen Inductionsspirale von jenen Stellen bestimmte. Durch wieder-
ltes Abschieben der Inductionsspirale von derselben Stelle des Magnet-
bes unter Einschaltung verschiedener Widerstände in den Stromkreis
tte er sich vorher überzeugt, dass die Intensität des Inductionsstromes
portional dem Sinus des halben Ablenkungswinkels der Galvanometer-
del war. So ergaben sich u. A. an einem 500 mm langen, 20 mm breiten
d dicken Magnetstab (bei einer Inductionsspirale von 20 mm Länge)
magnetischen Momente m:

$x =$	0	40	80	120	160	200	230
(gefunden)	0,5050	0,4942	0,4625	0,4083	0,3332	0,2343	0,1322
(berechnet)	0,5055	0,4949	0,4630	0,4094	0,3335	0,2306	0,1337

Bei der Berechnung von m nach der Formel 1) wurde $a = 1{,}48648$,
$= 9{,}69062$, $\log v = 0{,}01590$ angenommen.

Bei einem cylindrischen, 801 mm langen, 8 mm dicken, glasharten
gnet von Gussstahl und einer Inductionsspirale von 10 mm Länge war:

$x =$	0	160	240	320	392,5
m (gefunden)	0,1897	0,1688	0,1510	0,1285	0,0346
m (berechnet)	0,1851	0,1716	0,1524	0,1216	0,0796

Bei der Berechnung wurde $a = 0{,}22640$, $\log b = 8{,}51401$, $\log v$
150 angenommen.

Resultate sind das Mittel der Stromintensitäten, welche beim Ab-
der Spirale von Punkten des Stabes erhalten wurden, welche gleich

[1]) an Rees, Pogg. Ann. 74, p. 217, 1848*.

weit nach beiden Seiten von seiner Mitte entfernt waren. Eigentli
man beim Abschieben der Spirale nach der einen oder anderen S
Stabes gleiche Werthe erhalten sollen; sie waren aber ein wenig v
den. Theoretisch sind diese Ungleichheiten nicht begründet, w
die Rolle jedesmal so weit von dem Magnete entfernt wurde,
Potential der freien Magnetismen auf die Rolle verschwinden
war. Es ist indess möglich, dass dies nicht vollständig auf beid
erreicht wurde, oder dass bei dem Abziehen die Zeit der Beweg
Rolle, also die Zeitdauer des Inductionsstromes nicht ganz g
Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers zu vernachlässig
und so beim Abziehen der Rolle über den entfernteren Pol di
zögerung der Induction stärker hervortrat, als beim Abziehen ü
näher liegenden Pol.

Die Abweichungen der beobachteten Werthe von den berechn
klären sich sehr wohl daraus, dass die Stahlstäbe schwer gleichm
magnetisiren sind, und, namentlich wenn sie sehr hart sind, an v
denen Stellen ungleiche Härte besitzen.

565 Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stahlmagn
auch Rothlauf[1]) in ähnlicher Weise, wie van Rees, durch di
tionswirkung auf eine auf ihnen befindliche Drahtrolle untersuch
selbe bestand aus zwei über einander befindlichen Lagen von Kupf
welche auf einer Länge von 3,3 Linien einen Messingcylinder be
Der innere Durchmesser der Windungen betrug 2, der äussere 3,
Die Drahtrolle liess sich gerade bequem auf die Magnetstäbe aufs

Die Drahtrolle selbst befand sich in einer, an einem langen v
Hebelarme befestigten Gabel; der Hebelarm wurde durch ein
Feder gegen ein Messingstück gedrückt. Wurde letzteres ve
eines Fadens gehoben, so bewegte sich in Folge eines Federdru
Hebelarm mit der Drahtrolle zurück, bis er an eine kleine Schr
schlug. Auf diese Weise konnte die Spirale schnell über ein
Strecke auf der Oberfläche des Magnetes (2,286‴) fortbewegt
Hierdurch sollen die Fehlerquellen bei den Versuchen von va
vermieden werden. Die Versuche wurden auf beiden Hälften d
nete angestellt und das Mittel der Resultate genommen. Aus
obachteten Werthen wurde das magnetische Moment an jed
nach einer Formel berechnet, welche aus einer theoretischen
nung der Summe der Inductionswirkungen der der Inductionsspi
nachbarten Elemente der Magnete auf dieselbe bis zu je 6,85
auf beiden Seiten der Mitte jeder ihrer Windungen hervorging.
theilung der Momente wurde für diese Elemente durch eine
$\mu = a + by + cy^2$ dargestellt, wo y den Abstand des Eleme

[1]) Rothlauf, Ueber die Vertheilung des Magnetismus in cyli
Stahlstäben. München 1861*; auch Pogg. Ann. **116**, p. 592*.

Mitte der Spirale ausdrückt. Die Constanten wurden aus einzelnen bachtungen berechnet.

Die an zweimal drei Stahlcylindern von 1,74''' Dicke und 4, 8 und par. Zoll Länge angestellten Beobachtungen schliessen sich bis auf die bachtungswerthe an den Enden, welche viel zu klein ausfallen, recht der Kettenlinie an; nur nehmen die Werthe von der Mitte der Stäbe en das Ende hin allmählich ein wenig zu, indem wohl hier der freie, Ende des Stabes befindliche Magnetismus rückwärts vertheilend auf übrigen Stellen wirkt, welche Wirkung nicht in die Berechnung geen ist.

So war z. B. der beobachtete (α) und nach der Formel der Kettene berechnete α (ber.) Ausschlag der Galvanometernadel, und die Differ Δ beider, als die Mitte der Inductionsspirale um $2,286 . \varkappa$ Linien von n einen oder anderen Ende des Stabes entfernt war:

Magnet I. Länge = 10 Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

$\varkappa$	Ablenkung		Moment			α (ber.)	Δ
	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α		
0	27,64	27,60	74,36	75,17	74,76	32,03	— 42,73
2	31,95	31,05	28,41	27,43	27,92	28,52	+ 0,62
4	26,78	25,10	27,16	25,22	26,19	25,39	— 0,80
6	23,54	22,00	23,51	21,90	22,70	22,60	— 0,10
8	20,44	19,30	20,34	19,09	19,71	20,08	+ 0,37
10	18,00	17,84	17,99	17,79	17,89	17,88	— 0,01
12	15,67	16,57	15,56	16,66	16,11	15,91	— 0,20
14	13,84	14,88	13,71	14,89	14,30	14,14	— 0,16
16	12,74	13,07	12,75	13,02	12,88	12,55	— 0,33
18	11,37	11,73	11,37	11,75	11,56	11,13	— 0,43
20	9,94	9,90	9,80	9,82	9,85	9,88	+ 0,03
22	8,80	8,73	8,79	8,57	8,68	8,74	+ 0,06
24	7,50	7,70	7,40	7,71	7,55	7,73	+ 0,18
26	6,80	6,30	6,73	6,15	6,44	6,82	+ 0,38
28	6,54	5,80	6,59	5,81	6,20	5,99	— 0,21
30	5,80	4,90	5,81	4,90	5,35	5,25	— 0,10
32	5,10	4,25	5,10	4,26	4,68	4,58	— 0,10
34	4,37	3,45	4,36	3,45	3,90	3,97	+ 0,07
36	3,74	2,44	3,74	2,44	3,09	3,42	+ 0,33
38	2,90	2,00	2,90	2,00	2,45	2,91	+ 0,46

Magnet II. Länge = 8 Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

x	Ablenkung		Moment			α (ber.)	
	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α		
0	22,50	24,57	60,91	65,82	63,36	31,51	— 3
2	25,47	28,40	22,63	25,70	24,16	26,66	+
4	20,60	22,67	20,67	22,80	21,73	22,55	+
6	18,03	19,20	17,98	19,03	18,50	19,08	+
8	15,83	16,47	15,84	16,42	16,13	16,13	+
10	13,30	13,97	13,18	13,85	13,52	13,64	+
12	11,58	12,00	11,50	11,90	11,70	11,52	—
14	10,30	10,70	10,32	10,78	10,55	9,72	—
16	8,67	8,57	8,57	8,52	8,54	8,21	—
18	7,30	6,77	7,29	6,74	7,01	6,91	—
20	5,77	5,67	5,67	5,69	5,68	5,80	+
22	4,70	4,44	4,67	4,47	4,57	4,87	+
24	3,77	3,05	3,82	2,94	3,38	4,05	+
26	2,38	2,20	2,38	2,20	2,29	3,36	+

Magnet III. Länge = 4 Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

x	Ablenkung		Moment			α (ber.)	
	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α		
0	18,55	16,34	51,76	45,56	48,66	25,74	— 2
2	19,71	16,96	17,38	14,80	16,09	18,37	+
4	13,95	12,05	13,94	11,81	12,87	13,10	+
6	10,34	8,67	10,20	8,46	9,33	9,33	+
8	7,29	6,20	7,21	5,70	6,45	6,62	+
10	4,63	4,85	4,52	5,01	4,76	4,68	—
12	2,40	3,43	2,40	3,43	2,91	3,26	+

Am Ende der Stäbe geben die Versuche zu kleine Werthe, d dann nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsrolle inducirend netelemente vorfinden; ausserdem entsprechen die Inductionsström

au dem Momente des in der Mitte der Rolle liegenden Elementes, dern sind etwas kleiner, da die Momente gegen die Enden der Stäbe immer schneller abfallen (vergl. §. 438)[1]).

Die Zunahme des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines manent magnetischen Stahlstabes gegen seine Mitte hin zeigt sich on durch einen älteren Versuch von Prechtl[2]). Er legte acht, 2 bis Zoll lange Stahlstäbchen in einer geraden Linie an einander und magisirte sie in dieser Lage, wie einen einzigen Stab. Die einzelnen Stäbn trugen Haken, an welchen eine Schnur befestigt werden konnte, über eine Rolle geleitet und mit Gewichten belastet wurde, bis die ibchen von einander rissen. Auf diese Weise erhielt er die zum Abssen der auf einander folgenden Stäbchen erforderlichen Gewichte: 566

Stäbchen	1	2	3	4	5	6	7
Gewicht	1/2	1	1 1/2	2	1 1/2	1	1/2

Die Abhängigkeit des gesammten magnetischen Momens verschieden langer und dicker Stahlstäbe, welche zur ttigung magnetisirt sind, von ihren Dimensionen, ergiebt sich durch mation der §. 565 erhaltenen Werthe. Experimentell ist sie von ulomb[3]) in folgender Weise untersucht worden. 567

Ein Stahldraht wurde durch den Doppelstrich magnetisirt, in der hwage in der Ebene des magnetischen Meridians aufgehängt, und Drehung des ihn tragenden Fadens oder Drahtes bestimmt, welche rderlich war, um ihn um 30° aus der Ruhelage abzulenken. Der ht wurde dann zerschnitten und die Versuche wurden wiederholt, dem die Stücke bis zur Sättigung magnetisirt waren.

Es ergab sich u. A. bei verschieden langen Stücken von Stahldrähten nd II von verschiedener Dicke, von denen 12 Zoll resp. 38 Gran (2 g) 865 Gran (45,8 g) wogen, und von denen der erste einen Durchser von 2 Linien (4,5 mm) hatte:

---

1) Aehnliche Versuche auch von Schaper, Wied. Ann. 9, p. 418, 1880*. — rechtl, Gilb. Ann. 68, p. 187, 1821*. — 3) Coulomb, De la Métherie, rvat. sur la physique 43, p. 249, 1793*; Gren's Neues Journ. 2, p. 298*.

Länge	I		II	
	Torsion	berechnet	Torsion	berechnet
18″	—	—	288°	287,9
12″	11,5°	11,5	172°	172,1
9″	8,5°	8,46	115°	115,3
6″	5,3°	5,43	59°	56,3
4,5″	—	—	34°	33,9
3″	2,3°	2,39	13°	13,5
2″	1,30°	1,38	—	—
1″	0,35°	0,42	1,46°	—
0,5″	0,07°	0,084	0,32°	—
0,25″	0,02°	0,012	—	—

Aus den Beobachtungsresultaten ergiebt sich, dass mit wac
Länge der Drähte das magnetische Moment erst nahezu dem Q
der Länge, dann der Länge selbst proportional wird, wenn die
bis 50 mal grösser als der Durchmesser der Drähte ist. — Die
nung der den Beobachtungsresultaten beigefügten Werthe ist von G
nach seiner Formel (§. 404)

$$M = \frac{3gfa^2}{2\beta(1-g)}\left(\beta l - \frac{1-e^{-2\beta l}}{1+e^{-2\beta l}}\right) \quad . \quad . \quad .$$

ausgeführt, in der $2l$ die Länge des Drahtes, a seinen Radius be

Aus den in dem folgenden Paragraphen mitgetheilten V
über die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Oberflä
Drähte ergiebt sich für einen 2 Linien dicken Draht $\beta =$
$= - \log 0{,}517495$, also der Werth $a\beta = 0{,}548235$, welcher
Drähte von gleichem Stahl constant ist. Hiernach kann man de
β für einen Draht von beliebiger Dicke berechnen. Wird so
Werth $P = 3gfa^2/2\beta(1-g)$ aus einer Beobachtung entnomme
hält man die in die Formel 1) einzusetzenden Werthe β und
selben sind für den ersten Draht $\beta = 0{,}65788$, $P = 58{,}5$,
zweiten $\beta = 3{,}13880$, $P = 0{,}6448$. — Der Werth der magn
Constanten g ist gleich 0,986636, also nahezu gleich Eins.

Sind die Magnetstäbe sehr lang, so ist nach obiger Formel
ment ihrer Länge proportional.

---

[1]) Green, Essay, auch Journ. für reine und angewandte Mathe
p. 220*.

uche von Bouty[1]) über das Moment von cylindrischen Stäben 368
6 bis 10 mm Durchmesser, welche in einer Spirale von 1,2 m
d 5 cm Durchmesser magnetisirt waren, bestätigten sowohl für
anenten, wie die temporären Momente die Green'sche Formel.
sind:

$$y = A a^2 \left(l - \frac{2}{\beta} \frac{e^{\beta \frac{l}{2}} - e^{-\beta \frac{l}{2}}}{e^{\beta \frac{l}{2}} + e^{-\beta \frac{l}{2}}} \right).$$

t man $\beta = B/a$, so ist $A = A_1$ resp. A_2 und $B = B_1$ resp.
e temporäre und permanente Magnetisirung:

	Temporär		Permanent	
	A_1	$1/B_1$	A_2	$1/B_2$
dick, nicht gehärtet	4,081	7,142	2,34	17,857
m dick, nicht gehärtet u. nicht gesättigt	0,9966	7,142	0,723	17,857

Coefficient B ist also von der Stärke der Gesammtmagnetisirung magnetisirenden Kraft, ebenso von der Dicke der Stäbe unabhän- die permanente Magnetisirung ist B viel kleiner. Ferner ist permanente Magnetisirung kleiner als für die temporäre, und ich entsprechend der Magnetisirungsfunction. Nach analogen n sind in harten Stäben die Werthe A_1 und A_2 kleiner als für äbe; B_1 bleibt für verschieden starke Ströme nahe constant; B_2 mit der Stärke der magnetisirenden Kraft von 1/13,75 bis immt.

verschieden dicken, aus einer dickeren Nadel durch Abätzen nder Salzsäure oder Königswasser erhaltenen Nadeln (von 0,762 mm Durchmesser) fand Bouty[2]) mittelst der §. 435 er- Methode das Moment M dem Quadrat des Durchmessers a nahezu nal ($M/a^2 = 0,1346$ bis $0,1125$).

Scoresby[3]) sind die permanenten Momente P_m prismatischer n gleicher Länge (12"), 1" Breite und verschiedener Dicke D, le in gleicher Weise gehärtet und magnetisirt sind, die fol-

$D =$	0,55"	0,28	0,20	0,14	0,08
P_m	0,65	0,66	0,65	0,55	0,52

---

ty, Ann. scient. de l'Éc. Norm. [2] 5, p. 145, 1876*. — [2]) Bouty,
. — [3]) Scoresby, Lamont Magnetismus p. 120.

569 Aus den Betrachtungen des §. 378 folgt, dass, wenn das m
sche Moment der einzelnen Theile eines Stahlstabes gegen seine
hin abnimmt, die magnetische Wirkung desselben nach auss
nimmt. In diesem Falle befindet sich neben dem nach dem N
des Stabes gerichteten Nordpole jedes Molecüls ein schwächere
pol des benachbarten Molecüls, welcher seine Wirkung nach ausse
zum Theil, aber nicht ganz aufhebt. Die ganze Nordhälfte de
netes zeigt demnach nach aussen Nordpolarität, und am End
selben, wo den Nordpolen der Molecüle keine Südpole anderer M
gegenüberstehen, ist diese Polarität im Maximum. In dieser Weise
die Vertheilung der Wirkung eines auf gewöhnliche Weise magne
Stahlstabes statt.

Dies ergeben auch die Versuche von Coulomb (l. c.). Er b
sich einer kleinen, 6 Linien (13,5 mm) langen, 3 Linien (6,7 mm)
magnetischen Stahlnadel, an welche in ihrer Mitte und unterhalb ir
rechten Winkel gegen ihre horizontale Axe ein kleiner verticaler
der von Kupfer von 2 Linien Durchmesser und 1 Zoll Länge ver
etwas Wachs angeklebt war.

Die Nadel wurde an einem Coconfaden in einem Gehäuse aufg
8 Linien von derselben entfernt befand sich ein Brett, an welc
einem Falz in verticaler Richtung ein verticaler magnetischer Sta
von 1 bis 2 Linien Durchmesser verschoben werden konnte, so
sich in der Verlängerung der magnetischen Axe der Nadel befan
Zahlen der Schwingungen der Nadel wurden sowohl für sich
sucht, als während sie vor verschiedenen, je um 6 Linien von e
entfernten Stellen des magnetisirten Drahtes schwang. Bei kl
Dimensionen der schwingenden Nadel und grösserer Annäherung
Draht ändert sich hierbei leicht ihr Magnetismus unter dem E
des letzteren.

Kann man annehmen, dass nur die dicht vor und unmittelb
und unter der Nadel befindlichen Stellen des magnetisirten Dral
sie einwirken, und innerhalb dieser Wirkungssphäre die magnetisc
kung des Drahtes nach aussen sich gleichmässig ändert, so m
Differenz der Quadrate der Schwingungszahlen der Nadel unter
des Drahtes und ohne denselben diese Wirkung an den verschieden
len des letzteren.

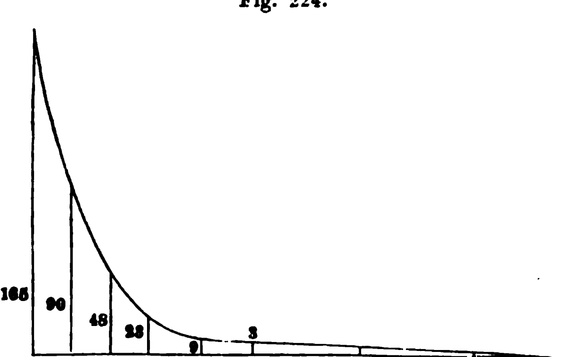
Bei anderen Versuchen wurde neben dem verticalen Drah
horizontale Magnetnadel an einem Metalldrahte so aufgehängt,
ihren einen Pol den mit gleichnamigem Magnetismus beladenen
des magnetisirten Stahldrahtes zukehrte. Der Draht war von d
der Nadel durch ein 2 bis 3 mm dickes Brett getrennt. Dur
sion des die Nadel tragenden Drahtes wurde sie so weit herum
bis ihr dem Drahte zunächst liegender Pol gegen das Brett gerade
lag. Der Torsionswinkel misst dann die Abstossungskraft der e
Stellen des Drahtes, mithin den freien Magnetismus derselben.

[redacted]

abei vorausgesetzt, dass die Einwirkung der Nadel die Vertheilung des agnetismus im Drahte nicht ändert.

Die Ordinaten der Curve, Fig. 224, stellen diese Torsionswinkel für e eine Hälfte eines 27 Zoll (73 cm) langen Stahldrahtes von 2 Linien

Fig. 224.



(4,5 mm) Dicke vor. Die Zahl 0 der Abscisse entspricht dem Ende, die Zahl $13^1/_2$ der Mitte desselben.

Die an den letzten Enden des Drahtes erhaltenen Resultate sind twa um die Hälfte zu klein, da hier der Magnetismus desselben nur von iner Seite auf die ihm genäherte Nadel wirkt.

Bei kürzeren Drähten ergab sich die die Vertheilung ihres freien agnetismus von ihren Endflächen an bezeichnende Curve fast ganz leich der den längeren Drähten entsprechenden Curve. Nur ist in der itte ein kürzerer Raum, in welchem die Curve nahezu mit der Abscissaxe zusammenfällt.

Die von Coulomb beobachteten Werthe der freien Magnetismen m 570
es Stabes von 27 Zoll Länge und 2 Linien Dicke an verschiedenen, um e Länge ξ von seinem Nordende abliegenden Stellen hat Biot mit den s seiner Formel

$$m = const\,(\mu^{\xi} - \mu^{2l-\xi})$$

rechneten Werthen verglichen, welche eigentlich nur für unendlich nne Drähte gilt. In dieser Formel ist $2l$ die Länge des Stabes[1]. So gab sich, wenn die Constanten

$$const = 173{,}76,\ \mu = 0{,}51795$$

setzt wurden:

[1]) Jamin (Compt. rend. 77, p. 1389, 1873*) setzt, ähnlich wie Dub, die en Magnetismen den Quadratwurzeln aus dem Abstande l von der Mitte $(\sqrt{l})$ portional.

ξ	0	1	2	3	4,5	6
m beobachtet	165	90	48	23	9	6
m berechnet	173,76	90	46,62	24,14	9	3,35

Bis auf das Ende des Stabes stimmen die berechneten und beobachteten Werthe sehr gut mit einander überein.

Durch ganz analoge Versuche hat Becquerel[1]) die Vertheilung des freien Magnetismus in einem sehr dünnen, nur $^1/_{80}$ mm dicken Stahldrahte von 126 mm Länge bestimmt, welcher mit Hülfe der Wollaston'schen Methode (Einschmelzen dickerer Drähte in die Axe eines Silbercylinders und Ausziehen desselben in einem Zieheisen) erhalten war.

Die Resultate stimmen nach mehreren, ziemlich willkürlichen Correctionen ebenfalls mit der Formel von Biot überein. Bei so dünnen Drähten kann aber auch sehr leicht eine Rückwirkung des Magnetismus der Nadel auf den des Drahtes stattfinden.

Für kürzere Drähte (von 8″ Länge) ist nach Coulomb der freie Magnetismus nahezu proportional dem Abstande von der Mitte[2]).

571 Wir haben schon §. 442 angeführt, dass allen diesen Resultaten kein zu grosser Werth beizulegen ist, da bei einer Entfernung der Nadel von dem magnetisirten Stabe, bei welcher der Magnetismus der ersteren nicht mehr merklich vertheilend auf den Stab wirkt, die Wirkung der Theile desselben, welche neben der der Nadel gegenüberliegenden Stelle sich befinden, nicht zu vernachlässigen ist.

Könnten wir als erste Annäherung annehmen, dass die Vertheilung der magnetischen Momente m in den Stäben durch die §. 553 entwickelte Formel

$$m = A - By^2$$

gegeben ist, wo y der Abstand von der Mitte des Stabes ist, so ist der freie Magnetismus an den einzelnen Stellen durch die Formel

$$\mu = f(y) = \frac{dm}{dy} = -2by = ky$$

gegeben, wo k eine Constante ist. Derselbe wäre also dem Abstande der Punkte des Stabes von seiner Mitte proportional. Führt man diesen Werth in die früher entwickelte Formel für die Wirkung W eines verticalen Magnetes von der Länge $2l$ auf einen im Verticalabstand c von

[1]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. 22, p. 117, 1823*. — [2]) Auch Jamin (Compt. rend. 80, p. 1553, 1875*) hat die Vertheilung des freien Magnetismus durch Abreissen eines Eisencontactes von den einzelnen Stellen verschiedener Lamellen von Stahl beobachtet und die obige Formel bestätigt gefunden. Wegen der Rückwirkung des Magnetismus des ersteren auf den Lamellen sind indess die Resultate nicht ganz zuverlässig; sie werden um so unsicherer, je weicher der Stahl ist, je leichter also seine Molecüle aus der axialen Lage in eine mehr transversale hinausgedreht werden.

ttelpunkte des Stabes und im Horizontalabstande r von demselben tfernten Magnetpole

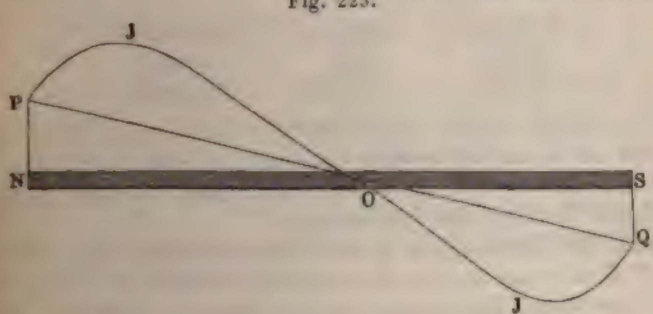
$$W = \int_{-l}^{+l} \frac{r f(y)}{[(c-x)^2 + r^2]^{3/2}} \, dy$$

, so ist

$$W = const \; \frac{1}{r} \left\{ \frac{c(l-c) - r^2}{[(l-c)^2 + r^2]^{1/2}} + \frac{c(l+c) + r^2}{[(l+c)^2 + r^2]^{1/2}} \right\}$$

In Fig. 225 stellt NS den Magnet dar, die Curve $PIOQ$ entspricht n Wirkungen W an verschiedenen Stellen desselben, während die Linie

Fig. 225.



Q die Vertheilung der freien Magnetismen μ bezeichnet; die Länge $2l$ s Magnetes ist gleich 8″ und $r = \sqrt{1/2}$ gesetzt. Es ist also W durchs nicht μ proportional [1]).

Die Lage der Pole in Stahlmagneten ist durch die Abscissen 572 r Schwerpunkte des Flächenraums der Curven, Fig. 224, gegeben, in lchen die Ordinaten den freien Magnetismus der einzelnen Punkte der äbe bezeichnen. Da diese Curven nach Coulomb's Beobachtungen kurzen und langen Stäben von gleicher Dicke ziemlich gleich sind, ssen auch die Pole ziemlich gleich weit von den Enden der Stäbe ernt liegen.

Ist x dieser Abstand der Pole von den Enden, $2l$ die Länge des bes, so ist sein Moment $M = 2\mu(l - x)$, wenn μ den freien Magismus an jedem Ende des Stabes bezeichnet. Aus den Beobachtungen 567) berechnet sich hiernach der Abstand der Pole von den Enden Stäbe $x_1 = 0{,}36$ Zoll.

rd dieselbe Bestimmung bei dem dickeren Draht gemacht, so erch für diesen der Abstand $x = 1{,}51$ Zoll. — Die Durchmesser rähte verhalten sich wie $\sqrt{38} : \sqrt{865} = 4{,}8 : 1{,}0$. Da sich nun

[1]) ergl. auch Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 16, p. 74, 1869*.

$x:x_1 = 1{,}51:0{,}36 = 4{,}2:1{,}0$ verhält, so schliesst Coulomb, Abstände der Pole der Drähte von ihren Enden nahezu ihrem messer proportional sind.

Zugleich ergiebt sich hieraus wiederum, dass für sehr lang bei welchen x gegen $2l$ sehr klein ist, das Moment $M = 2\mu l$ w der Länge proportional ist.

Es ist klar, dass diese Resultate ebenso wenig exact sind, im vorigen Paragraphen erwähnten.

573 Nach der §. 445 beschriebenen Methode fand Schneebe Abstand der Pole bei zwei Stahlstäben von quadratischem Que dessen Seite 4,8 mm betrug, im Mittel:

Gewicht	Länge l	Polabstand
18,73 g	103	0,848 l
19,09	102,55	0,831 l

Bei dem ersten Magnet zeigte sich mit zunehmender Härte welcher das auf je ein Milligramm kommende Quantum des frei netismus von 190 bis 230 Einheiten stieg, kaum eine mit Si festzustellende Zunahme des Polabstandes.

Mittelst der Ablenkungen an der Tangentenbussole (§. 44 achteten F. Kohlrausch und Schneebeli an einer auf einen hütchen schwebenden Magnetnadel von der Länge $l = 141$ mm abstand gleich 0,848 l, an einer Nadel von der Länge $l = 40$ m 0,866 l [2]).

In Betreff der Fehlerquellen, welche auf diese Beobachtun fluss haben können, vergl. den angeführten Paragraph.

574 Aehnliche Bestimmungen hat Bouty [3]) gemacht.

Die permanenten Momente einer Reihe von vers langen gleich magnetisirten, gleich harten Nadeln, destens 50 mal länger als dick sind, ergeben sich durch die Met Ablenkungen (§. 428) gleich

$$y = m(l - d),$$

wo l die Länge der Nadeln ist, m und d Constante sind. m is verschieden langen Nadeln gleich; es ist der freie Magnetismu ben. Nimmt man, wie oben, an, dass die Pole in verchieden lan ben gleich weit vom Ende abliegen, so ist hiernach $\frac{1}{2}d$ dieser und $l - d$ der Abstand der Pole von einander. Da die Nadeln se gleich hart sind, wird letzterer besser bestimmt, indem man ei

---

1) Schneebeli, Pogg. Ann. Ergänzgsbd. 6, p. 159*. — 2) F. Koh und Schneebeli, Progr. des Eidg. Polytechnicums zu Zürich 1871 u. 3) Bouty, Compt. rend. 80, p. 650, 1875*; Ann. de l'École Norm. [2] 1876*; Thèse de Docteur, Nr. 360, 1874*.

[redacted]

rbricht und die mittleren Theile derselben, welche die Länge l_1 haben ›gen, auf ihr Moment y untersucht. Man findet dann

$$y_1 = m(l_1 - \delta) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

Da die den Werthen y und y_1 entsprechenden, auf die Abscissen ınd l_1 bezogenen Curven parallele gerade Linien sind, ist in beiden ıllen m dasselbe. Da δ in Gleichung 2) ebenfalls constant bleibt, nn man aus Gleichung 2) m erhalten und dann aus Gleichung 1) den erth d.

Bei Nadeln von verschiedener Dicke D ist bei Magnetisirung durch rschiedene Kräfte I der doppelte Abstand des Pols vom nächstliegen- n Ende für nicht zu grosse Kräfte

$$d = 2\,a\,D\left(1 - \frac{p}{I}\right),$$

› a und p Constante sind, von denen a von der Härtung, p von der ı Einheit angenommenen magnetisirenden Kraft abhängt. Für Stäbe, ; in Rothgluth gehärtet sind, ist selbst bis zu Dicken von 10 mm a nstant gleich 13,65 bis 13,75. Die Pole nähern sich also allmählich m Ende des Stabes. Nahe dem Sättigungspunkte indess rücken sie ıgsamer dahin vor, als die Formel angiebt, und erreichen endlich für $= \infty$ den Abstand vom Ende

$$\frac{d}{2} = a\,D,$$

o $a = 4{,}973$ mm ist. So ist für Nadeln von 0,553 mm Durchmesser r doppelte Polabstand vom nächsten Ende für $I = 18{,}1$ gleich 12,37, r $I = \infty$ gleich 5,5 mm.

Bei härteren Nadeln ist der Abstand der Pole von den Enden kleiner.

Ist die Magnetisirungsfunction des Stabes für den permanenten ıgnetismus $f(I)$, so ist das durch die magnetisirende Kraft I in einer ıdel von der Länge l und dem Durchmesser D erzeugte permanente oment

$$y = \frac{\pi D^2}{4} f(I)\left[l - 2\,a\,D\left(1 - \frac{p}{I}\right)\right]$$

ı nahe zum Maximum. Letzteres selbst ist

$$y = \frac{\pi D^2}{4} f(I = \infty)(l - 2\,a\,D).$$

Das Verhältniss des permanenten und temporären Magnetismus ist 575
i sehr harten Nadeln von $D = 0{,}5$ bis 1,5 mm Durchmesser nach ›uty:

$$r = const + \frac{a\,D}{(I - c)^2},$$

ı $const$, c, a Constante sind, von denen c von der Natur der Stäbe unab-

hängig ist, α aber von der Härtung abhängt. r nimmt also mit wachsendem I ab.

Der Wendepunkt der Curve der permanenten und temporären Magnetisirung entspricht so ziemlich derselben magnetisirenden Kraft.

Werden aus dem gleichen Stoffe z. B. durch Abätzen verschieden dicke Stäbe geformt, so bleibt r ebenfalls constant. Bei verschieden dicken Stäben, die aber gleichartig gehärtet werden, ändert sich r je nach dem Durchmesser, so dass also mit demselben die Härtung zunehmen würde.

Bei weichen Stäben tritt die Inflexionsstelle der schnellen Magnetisirung bei schwächeren magnetisirenden Kräften ein, als bei harten. Auch nähert sich bei weicheren Stäben der Werth r nicht mehr einem Minimum mit wachsender Stromintensität, sondern sinkt erst mit Zunahme der Stromintensität und steigt dann wieder, wie auch Rowland beobachtet hat.

576 Wird eine gesättigte Stahlnadel zerbrochen, so bleiben beide Hälften gesättigt, da die Nadel an jeder Stelle ein grösseres Moment hatte, als die kürzeren Hälften [1]).

Ist die Nadel hierbei nicht gesättigt, so ist, da die Momente der mittleren Theile grösser sind, als die der Enden, ein herausgebrochenes Stück relativ um so stärker magnetisch, je näher es in der Mitte lag und je kleiner es ist. Gleich weit von der Mitte herausgenommene Stücke haben bei regelmässiger Vertheilung selbstverständlich gleiche Momente.

577 Die Vertheilung der temporären und der permanenten Momente eines elektromagnetisirten Eisenstabes braucht selbstverständlich nicht die gleiche zu sein, da bei letzterer die Wechselwirkung der Theilchen viel mehr hervortritt, als bei ersterer. Dies hat auch Petruchefsky [2]) gezeigt, indem er eine Magnetnadel einem von Ost nach West gerichteten, durch eine Spirale elektromagnetisirten Eisencylinder an verschiedenen Punkten gegenüberstellte und ihre Ablenkung beobachtete. Wenn aus diesen Versuchen auch die Lage der eigentlichen Pole nicht unmittelbar abzuleiten ist, so folgt aus denselben doch der oben erwähnte Satz. Zugleich ergiebt sich, dass nur bei einer bestimmten, normalen Länge der Spirale die Vertheilung des freien Magnetismus, also auch die „normale" Lage der Pole für die temporäre und permanente Magnetisirung die gleiche ist. Wird die Länge der Magnetisirungsspirale verkürzt, so nähern sich die Pole bei der temporären Magnetisirung; wird sie verlängert, so entfernen sie sich von einander. Beim Oeffnen des Stromes nehmen die Pole für die permanente Magnetisirung ihre normale Lage meist wieder an; wenn nicht, genügen einige Schläge, um sie in dieselbe

---

[1]) Bouty, Compt rend. 78, p. 280, 1874*; Thèses de Docteur, Nr. 1874, p. 240*. — [2]) Petruchefsky, Dissertation sur l'aimantation norm. St. Pétersbourg, 1865*.

[redacted]

iberzuführen. Sonst ändern Erschütterungen die Vertheilung des permanenten Magnetismus nur wenig.

Bei Cylindern von verschiedener Länge l und gleichem Durchmesser st der normale Abstand (a) der Pole proportional ihrer Länge (A); z. B. war

l	150	200	250	350	500 mm
a	118,2	154,8	194,8	272,8	391,8

In Betreff des Magnetismus von gesättigten Stahlstäben hat Jamin[1] 578
en empirischen Satz hingestellt, dass, wenn ihre Länge l eine bestimmte renze überschreitet, ihre Breite b, ihre Dicke c ist, unabhängig von der inge ihr Gesammtmoment M proportional bc, also $M = mbc$ ist, wo m ne von der Natur des Stoffes abhängige Constante ist. Dieser Satz gilt ch Jamin auch beim festen Aufeinanderlegen von n gesättigten Lamellen nächst von gleichem Stoff. Erstere Relation hat Jamin bestätigt, in- m er das Gesammtmoment M der Stäbe nach der Methode von van es bestimmte. So war z. B.:

Sehr harte Stäbe von Allevardstahl $b = 40$ mm.

$l =$	660,0	275,0	230,0	225,0
$c \doteq$	0,91	1,02	0,95	0,83
$M/bc \doteq$	0,49	0,47	0,48	0,46

Weiche Stäbe von Allevardstahl $b = 50$ mm.

$l =$	575,0	497,04	71,0	297,0	224,0	236,0
$c =$	1,1	0,82	0,98	0,80	0,98	0,90
$M/bc =$	0,63	0,62	0,69	0,63	0,58	0,31

Harte Stäbe von Allevardstahl $l = 500$ mm, $b = 40$ mm.

$c =$	1,00	0,83	0,72	0,49	0,35	0,17
$M/bc =$	0,45	0,48	0,46	0,44	0,45	0,41

Die Constanz von M/bc zeigte sich sowohl bei starker, wie bei hwacher Magnetisirung.

Beim Uebereinanderlegen von n Lamellen von der Gesammtdicke c gab sich ebenfalls

Stahllamellen $l = 0,240$ mm, $b = 0,040$ mm.

$n =$	9	6	6	3	3	0
$c =$	2,25	16,00	12,70	11,00	0,44	0,66
$M/bc =$	0,55	0,50	0,51	0,52	0,57	0,53[2]

Auch wenn die Lamellen von verschiedenem Stahl sind, wo jeder 579
elnen eine andere Constante m_n zukommt, und sie die Dicke c_n besitzt,

---

1) Jamin, Compt. rend. 81, p. 11, 1875*, siehe auch ibid. 75, p. 1672, *. — 2) Siehe auch Jamin, Journ. de Phys. 5, p. 73, 1876*.

ist $M = b \Sigma m_n c_n$; ebenso wenn einzelne Lamellen entgegengese legt werden, für welche m negativ zu nehmen ist.

So war z. B. bei fünf Lamellen m für I = 9,7, II = 8,4, III IV = 10,2, V = 7,2. Wurden sie alle in gleichem Sinne zusa gelegt, so war das Moment 44,0 (ber. 43,9); wurde die letzte ode den die beiden letzten umgekehrt, resp. 28,3 (ber. 29,0) und 9,1 (be

580 Sind in rechteckigen Stäben von der Länge L, der Breite der Dicke E die durch Abreissen eines Contactes bestimmten freie netismen auf den Flächen LA, LE und AE resp. y, y_1, y_2, so gesammte freie Magnetismus

$$M = LA\left(\sum y + \frac{E}{A}\sum y_1 + E\sum y_2\right).$$

Nach den Versuchen von Jamin[1]) ist im Allgemeinen y_1 wo μ eine Constante ist. Dann wird

$$M = LA\left\{\sum y\left(1 + \mu\frac{E}{A}\right) + E\sum y_2\right\},$$

wo eventuell das letzte Glied zu vernachlässigen ist.

Sind die freien Magnetismen auf der Fläche LA eines Bünd n zusammengelegten Stäben entsprechend Y, so ist unter Berück gung, dass bei letzterem an Stelle der Dicke E der Werth nE tri bei Vernachlässigung der freien Endfläche, nach obigen und äh Versuchen, der freie Magnetismus:

$$n\sum y\left(1 + \mu\frac{E}{A}\right) = \sum Y\left(1 + \mu\frac{nE}{A}\right).$$

Der Werth des freien Magnetismus jeder einzelnen Lamell rend des Zusammenlegens würde hiernach mit Zunahme der Za Lamellen in arithmetischer Progression abnehmen. Ist n sehr gr verschwindet 1 gegen $\mu n E / A$ und das Moment wächst bei Zusat Lamellen kaum mehr.

581 Jamin hat ferner die Vertheilung des freien Magnetism Bündeln von 1 bis 50 Lamellen von 0,04 mm Dicke, 40 mm Brei 1 mm Länge gemessen, indem er von den einzelnen Stellen einen contact abriss. Bei mehr als 10 bis 15 Lamellen wurde an der ni Beobachtung unterworfenen Seite eine lange Eisenarmatur angeset wie eine Verlängerung des Stabes wirken sollte. Soweit sich bei d vollkommenheit dieser Methode übersehen lässt, ergab sich de Magnetismus an den einzelnen um x vom freien Ende entfernten S

$$y_n = A_n k_n^{-x}.$$

---

[1]) Jamin, Journ. de Phys. 5, p. 73, 1876*.

› k_n für jeden einzelnen Stab eines Systemes constant war und mit ıchsender Zahl der Lamellen (1 bis 50) von 1,295 bis 1,028 abnahm.

Da nach Jamin der freie Magnetismus auf den einzelnen Flächen r Lamellen gleichmässig vertheilt ist, also in jedem Querschnitte prortional $2(b+c)$ ist, wo b die Breite, c die Zahl der Lamellen ist, deren cke gleich Eins sei, so folgt hieraus der gesammte freie Magnetismus

$$M = 2(b+c)\int\limits_0^\infty y_n\,dx = \frac{2A_n(b+c)}{\log k_n}.$$

Jamin setzt nun $M = mbc$, also

$$m = 2\frac{A_n}{\log k_n}\frac{b+c}{bc}.$$

Ist dann $c = 1$, so mögen A_n und k_n die Werthe A und k haben. nn ist der freie Magnetismus

$$m = \frac{2A}{\log k}\frac{1+b}{b},$$

aus folgt

$$\frac{A_n}{\log k_n}\frac{b+c}{c+bc} = \frac{A}{\log k} \qquad \text{1)}$$

Nach den Versuchen wächst ferner A_n in demselben Verhältnisse der Zahl der Lamellen, in welchem $\log k$ abnimmt, so dass

$$A_n \log k_n = A \log k \qquad \text{2)}$$

stant ist. Aus den Gleichungen 1) und 2) folgt also

$$A_n\sqrt{\frac{c+b}{c+bc}} = A, \qquad \log k_n\sqrt{\frac{c+bc}{c+b}} = \log k$$

$$y_n = A\sqrt{\frac{c+bc}{c+b}}\,k^{-x\sqrt{\frac{c+b}{c+bc}}}.$$

Die Versuche bestätigen diese empirische Formel, wenn die Lamellen r eng an einander liegen. Sind sie durch Papierstreifen getrennt, so nen A_n und k_n ab.

Bei endlichen Stäben von verschiedener Länge $2l$ ergiebt sich, da 582
Curve des freien Magnetismus sich an den Enden umlegt, für den magnetismus

$$y = A_n(k_n^{-x} + k_n^{-2l}k_n^{-(2l-x)}),$$

für den Südmagnetismus

$$y_1 = A_n(k_n^{-(2l-x)} + k_n^{-2l}k_n^{-x}),$$

ist der freie Magnetismus an jeder Stelle gleich $y - y_1$ und die allne Gleichung der Vertheilung des freien Magnetismus

$$Y = A_n(1 - k_n^{-2l})(k_n^{-x} - k_n^{-(2l-x)})$$

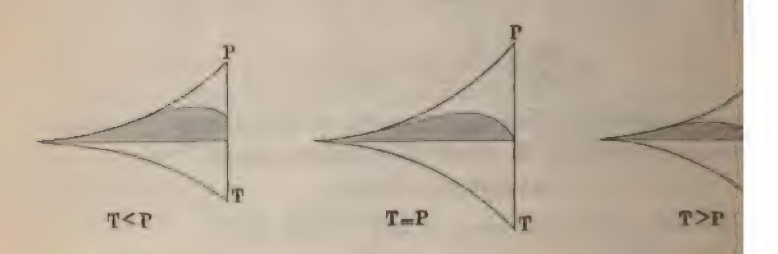
oder

$$Y = A\sqrt{\frac{bc+c}{b+c}}\left(1 - k^{-2l\sqrt{\frac{b+c}{bc+c}}}\right)\left[k^{-x\sqrt{\frac{b+c}{bc+c}}} - k^{-(2l-x)\sqrt{}}\right.$$

Diese Formel ist von Jamin[1]) einmal an Bündeln von (50) ($l = 250$, $b = 40$, Dicke jeder Lamelle 0,04 m) geprüft worde eine Anzahl Lamellen auf einander gelegt und die freien Mag durch Abreissen eines Contactes bestimmt wurden, sodann ebens gleich breiten und dicken Stahlplatten ($b = 50$ mm, $c = 2$ mm) veränderlicher Länge ($2l = 120$ bis 480 mm).

583 Lässt man auf einen permanenten Magnetstab von 40 c und 1 cm Durchmesser mittelst einer herumgelegten Spirale n rende Kräfte wirken, welche ihn entgegengesetzt temporär mag

Fig. 226.



und bestimmt durch eine kleine Inductionsspirale die Verthei Moments, so ergeben nach Bouty[2]) die Curven, Fig. 226, die Bei denselben bezeichnet T den temporären, P den permanent tismus.

Die Magnete besitzen hiernach während der entgegengeset porären Magnetisirung Folgepunkte.

584 Die permanenten Momente von massiven und hohle cylindern von gleichem äusserem Durchmesser können sich, je Grade der Sättigung, der Härte des Stahls u. s. f., sehr verschi halten, indem bei dem massiven Cylinder die ursprüngliche M rung wegen der grösseren Zahl der magnetisirten Theile gröss der grösseren Wechselwirkung der Schichten aber wiederum wird.

---

[1]) Jamin, Compt. rend. 81, p. 177, 1876*. — [2]) Bouty, Ann. l'École Normale [2] 5, p. 152, 1876*.

So fand Nobili[1]), als er zwei solche Cylinder von gleichem äusse- Durchmesser, aber resp. von 255 g und 16 g Gewicht auf gleiche se bis zur Sättigung magnetisirte, dass der erste die Nadel einer ole bei einer bestimmten Entfernung um 19°, der zweite nur um ablenkte. — Aehnliche Verhältnisse können nach Barlow auch bei Magnetisirung von massiven Cylindern und Stahlröhren von gleichem icht eintreten.

Bei der Betrachtung des permanenten Momentes verschieden dicker 585
e und Röhren, welche z. B. in eine Magnetisirungsspirale einer netisirenden Kraft ausgesetzt worden sind, ist die Wechselwirkung neben einander liegenden in gleicher Richtung magnetisirten Fasern einander zu beachten, wodurch das temporäre Moment derselben geächt wird[2]).

Die an den Rändern liegenden Längsfasern eines in eine Magnetigsspirale eingelegten Eisen- oder Stahlstabes haben nur von der ren Seite des Stabes her neben sich parallele Fasern, die durch den netisirenden Strom in gleichem Sinne magnetisirt sind. Die von en ausgehende magnetische Wirkung auf die Randfasern vermag sie t ebenso stark entgegengesetzt zu magnetisiren, wie sie durch den m selbst im normalen Sinne magnetisirt werden. Sie behalten daher ı normalen Magnetismus zum grossen Theile bei. Im Inneren des es ist aber jede Faser rings von anderen, durch den Strom im glei- Sinne magnetisirten umgeben, und diese Fasern erzeugen in der ren eine so starke entgegengesetzte Magnetisirung, dass sie die nwirkung mehr oder weniger aufhebt. Auch nach dem Oeffnen des netisirenden Stromes findet dasselbe in Betreff der permanenten netisirung statt. Deshalb zeigt ein elektromagnetischer Eisen- und ıanent magnetisirter Stahlstab in seinen inneren Schichten kaum netismus, und Eisenfeile, die man auf seine Endflächen streut, haf- ur an seinen Rändern.

Dieselben Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man die Körper, durch galvanische Ströme, durch Streichen magnetisirt.

Die Wechselwirkung der Schichten tritt um so mehr gegen die Wir- der äusseren magnetisirenden Kräfte zurück, je grösser letztere und je schneller sich das Moment einem Maximum nähert, je leich- abei die Molecüle dem Zuge der Kräfte folgen. Ist das Maximum bei llich starken Kräften erreicht, sind alle Axen der Molecularmagnete Kraftrichtung parallel, so muss das Moment der Eisenmasse propor- l sein.

Da bei Röhren die entmagnetisirende Wirkung der inneren Schich- ortfällt, kann bei schwachen Kräften ihr Moment über dem der

---

[1]) Nobili, Antologia di Firenze, 34, p. 270, 1835*. — [2]) Aehnliche Re- hat später auch Holz, Wied. Ann. 10, p. 694, 1880* erhalten.

massiven Kerne stehen, bei starken Kräften kehrt sich das Verh
um. Die Dicke der Röhren, die Beschaffenheit des Eisens kann au
Verhältnisse einen wesentlichen Einfluss ausüben, welche etwa na
Angaben von Lamont (vergl. §. 415 und 416) annähernd zu b
nen sind.

586 Die relativen Grössen der Momente der verschiedenen Sch
kann je nach der Grösse ihrer ursprünglichen Magnetisirung u
zwischen den einzelnen Theilen der Körper wirkenden Kräfte w
und nach der temporären Magnetisirung sehr verschieden ausfall

So erweist sich nach Jamin[1]) bei Systemen, welche aus einer
röhre und einem gut hineinpassenden Kern aus gleichem Stahl zusa
gesetzt sind, bei schwacher Magnetisirung nach der Trennung n
Röhre, bei starker auch der Kern permanent magnetisch.

Umgekehrt, ist der Kern zur Sättigung magnetisirt und wi
magnetisirende Strom auf das System von Kern und Röhre in einem
Magnetisirung entgegengesetzten Sinne, so nimmt der Kern erst be
keren Kräften entgegengesetzte Magnetisirung an. Bei einer best
Kraft haben Kern und Röhre zusammen scheinbar keine Magneti
wohl aber jedes für sich. Dann ist der Kern noch direct, die Röh
gegengesetzt magnetisirt.

*587 Wie auch der Stoff der einzelnen Schichten von Einfluss sei
zeigt ein Versuch von Harris[2]). Wird in einen hohlen Stahlc
ein massiver weicher Eisencylinder eingeschoben und das System
Streichen magnetisirt, so behält der Stahlcylinder nach dem H
nen des Eisencylinders keinen Magnetismus. Hier werden wahr
lich die Theile des Eisencylinders beim Streichen stärker te
magnetisirt, als die des Stahlcylinders, und zerstören daher i
rem durch ihre Rückwirkung den direct erzeugten permanenten M
tismus.

Aehnliche Versuche haben Jamin und Gaugain angestellt.

588 Ganz ähnliche Resultate hat Gaugain[3]) an gleichgestalteten
und Kernen R_w, R_a, K_w, K_a von weichem Stahl und Allevard-St
halten, bei denen die Kerne in die Röhren gut hineinpassten. D
System $K_a R_w$ war beim Magnetisiren durch einen Strom nachher
der Kern, wie die Röhre magnetisch. Die Magnetisirung der Röh
grösser als die des Kerns, wenn der Strom schwach war; bei st
Strömen wuchs die Magnetisirung des Kerns schneller als die de

---

1) Jamin, Compt. rend. 80, p. 418, 1875*. — 2) Harris, Phil. Ma
p. 493, 1851*. — 3) Gaugain, Compt. rend. 87, p. 649, 1878*; 8
p. 117*.

und zuletzt war erstere grösser als letztere, um so mehr, je mehr sich die letztere einem Maximum näherte.

Wurde beim entgegengesetzten Magnetisiren durch umgekehrte Ströme das zur Sättigung magnetisirte System in den scheinbar neutralen Zustand versetzt, so war die Röhre umgekehrt, der Kern noch normal magnetisirt.

Bei einem System R_a K_w dagegen war bei schwachen Strömen die Magnetisirung des Kerns die stärkere, bei starken die der Röhre, und die des Kerns nahm ab.

Wird das System zur Sättigung magnetisirt und zur scheinbaren Neutralität gebracht, so erscheint die Röhre normal, der Kern entgegengesetzt magnetisirt.

Hiernach soll bei schwachen Strömen stets der Theil von schwacher Coercitivkraft von den beiden vereinten Theilen die stärkere Magnetisirung annehmen, sei er Kern oder Röhre. — Aehnliche Resultate sind früher bei Vergleichung der vollen, gehärteten oder angelassenen Stäbe erhalten worden. Bei weichen Stäben ist die permanente Magnetisirung grösser bei schwächeren, bei harten dagegen bei stärkeren, durch eine hin- und hergeschobene Magnetisirungsspirale erzeugten magnetisirenden Kräften[1]). Bei einer gewissen Stromstärke sind die Magnetisirungen gleich; dieselbe ist um so kleiner, je kürzer die Stäbe sind.

Diese Wechselwirkung zwischen den durch die Magnetisirungsspirale magnetisirten und gegenseitig auf einander einwirkenden Schichten eines elektromagnetischen Stabes zeigt sich auch recht deutlich durch folgenden Versuch von Poggendorff[2]). 589

Als in eine horizontal liegende, 4″ lange, 8‴ weite Spirale von etwa ... Pfund Kupferdraht von 1‴ Dicke eine hohle Eisenröhre, und in diese ein 4½″ langer hohler Eisencylinder gelegt wurde, in welchen ein massiver, gut hineinpassender Eisenkern eingeschoben war, so wurde, als durch die Spirale der Strom von etwa zwei Grove'schen Elementen geleitet wurde, der massive Eisenkern aus dem Eisencylinder bis etwa zur Hälfte herausgestossen. In diesem Falle überwiegt also die magnetisirende Einwirkung des Stromes der äusseren Spirale auf den Eisenkern, welche ihm die gleiche Polarität, wie dem Eisencylinder, ertheilt, über die magnetisirende Wirkung des letzteren auf ersteren, die ihm die entgegengesetzte Polarität ertheilen würde.

Ist aber einmal der Magnetismus auf diese Weise erzeugt, so überwiegt die Abstossung zwischen dem Eisenkern und Cylinder über die Anziehung des ersteren durch die Spirale.

Um die Wechselwirkung der einander parallelen Schichten eines ...stes auf einander zu untersuchen, legte Coulomb 1 bis 10 parallelo- 590

---

[1]) ...augain, Compt. rend. 82, p. 144, 1876*. — [2]) Poggendorff, Pogg. ..., p. 240, 1849*.

grammatische Stahlbleche von 6 Zoll (16 cm) Länge und 9¹/
(21,1 mm) Breite, die alle zur Sättigung magnetisirt waren, zu
zusammen. Sie wurden in der Torsionswage aufgehängt. Der
winkel, um welchen der sie tragende Draht gedreht werden mu
sie um je 30 Grad aus dem magnetischen Meridian abzulenken,

Zahl der Bleche . . .	1	2	4	6	8	12
Torsionswinkel . . .	82	125	150	172	182	205

Das magnetische Moment nimmt also viel langsamer zu
Zahl der Bleche. Dies rührt wiederum daher, dass die Blech
seitig auf einander einwirken und in einander einen temporär
netismus erzeugen, welcher dem ursprünglichen entgegengesetzt

Nimmt man die Bleche aus einander, so erweisen sich die
schwächer magnetisch, als die auf den beiden Seiten liegenden.

So war bei einem Bündel von vier Blechen der Torsionswin
und nach dem Auseinandernehmen für das

oberste	zweite	dritte	unterste Blech
70°	44°	44°	60°

Das entsprechende Resultat ergab sich bei einem Bündel
Blechen.

Durch die temporäre Magnetisirung wird also hierbei
permanente magnetische Moment, namentlich der mittleren
welche auf beiden Seiten den temporär magnetisirenden Einflü
anderen Bleche ausgesetzt sind, dauernd geschwächt.

Bei wiederholtem Zusammenlegen wächst der Verlust an
nentem Magnetismus nicht mehr; die Lamellen zeigen nur wäh
Zusammenliegens eine temporäre Schwächung ihrer Momente.

591 Der temporäre Verlust der so constant gewordenen Lamel
unmittelbaren Zusammenlegen ($x = o$) und beim Annähern
schiedene Entfernungen x lässt sich nach Lamont (vgl. §. 41
die Formel

$$v = \frac{m}{a + bx}$$

ausdrücken, wo a und b Constante sind, m der ursprüngliche M
mus der Lamellen für sich ist. — Als z. B. Lamont[1]) zwei L
von 103,1 Pariser Linien Länge, 8,0 Linien Breite, 0,2 Lini
mit einem 25 pfündigen Stabe magnetisirte und sodann ihr Mo
bestimmte, war dasselbe und der Verlust v beim Zusammenleg

[1]) Lamont, Magnetismus, p. 108, 122 u. a. a. O. Leipzig 186
Pogg. Ann. 113, p. 242, 1861*.

[redacted]

	m_1	v beob.	v berechn.
für sich allein 31,7 + 32,7 =	64,4	—	—
zusammen $x = 0$	62,1	2,30	2,30
$x = 1{,}27$	62,7	1,70	1,67
$x = 2{,}54$	63,0	1,35	1,30
$x = 3{,}81$	63,4	1,00	1,08

ler Berechnung wurde $a = 28{,}00$, $b = 8{,}27$ gesetzt.
n permanenten Verlust hatten die Lamellen nicht erlitten. Wur- on Neuem magnetisirt, direct zusammengelegt und getrennt, so einen Verlust von etwa 1/16,7 ihres Momentes erlitten [1]).
ähnliches Resultat ergab sich beim Zusammenlegen von zwei llen von 43,2''' Länge, 5,3''' Breite, 0,4''' Dicke, in einer langen rungsspirale. Dieselbe wurde in der magnetischen Ostwest- vor einer Spiegelbussole aufgestellt und die Ablenkung ihres durch Annähern einer anderen, vom Strom durchflossenen on der entgegengesetzten Seite compensirt. Die aus den Ablen- rechneten Momente m_1 der Lamellen waren bei verschiedenen äumen x:

	m_1	v beob.	v berechn.
ir sich allein 37,88 + 38,1 =	75,89	—	—
usammen $x = 0$	44,25	31,73	31,74
$x = 0{,}93$	48,15	27,83	27,85
$x = 1{,}86$	50,90	25,08	24,67
$x = 2{,}79$	53,75	22,23	22,41

berechneten Werthe folgen aus der obigen Formel, in der 4, $b = 0{,}360$ gesetzt wurde.
beim Einbringen zweier Eisendrähte in eine Spirale ergaben ge Resultate.
nderen Versuchen wurden aus einer Tafel von Eisenblech von icke drei Platten von resp. $L = 60$, 40, 20''' Länge und 5,25 und 2,9''' Breite geschnitten, so dass sich die Längen und wie 3:2:1 verhalten. Die temporären Momente m beim en durch einen Strom und die Verluste v nach der Formel + bx) waren bei verschiedenen Abständen x:

	2	3	1	2	3		2	2	2
	3	3	2	2	2		1	2	3
	m	m	m	m	m	x	m	m	m
8	59,9	64,9	11,71	46,17	52,08	0	5,76	7,60	9,82
1	64,8	68,8	13,39	50,66	55,63	1,33	6,75	8,69	11,04
9	52,1	55,6	10,23	40,32	42,66	(einz.)	4,80	6,75	8,71
5	1,35	1,43	1,34	1,34	1,57		1,50	1,29	1,30
0	0,31	0,25	0,59	0,38	0,32		0,65	0,39	0,26

liche Resultate erhielt Külp, Pogg. Ann. 135, p. 151, 1868*.

Mit Abnahme der Breite wachsen also allmählich die We[rthe] und b, bis sie zuletzt den Breiten umgekehrt proportional sind; m[it Zu]nahme der Länge nimmt der Werth a zu, der Werth b ab.

Bei Uhrfedern änderten sich im Allgemeinen die Werthe a mit den Dimensionen und der Stärke des magnetischen Momentes, überhaupt die Verluste v an Magnetismus bei weniger magnetisi[rten] Körpern kleiner sind. — Allgemeine Resultate sind hier nicht zu ten; auch fallen bei wiederholten Magnetisirungen, wo die M[olekeln] beweglicher werden, die Resultate namentlich bei Stahl ziemlic[h ver]schieden aus.

592 Bei einer anderen Reihe von Versuchen legte Lamont $z = 1$ bis 12 gleiche Lamellen auf einander, deren jede 43,2‴ Läng[e] Breite und 0,4‴ Dicke besass. Dieselben wurden in einer Spira[le von] 212 Windungen magnetisirt. Es ergab sich

z	1	2	3	4	5	6
m	3,53	4,11	4,36	4,65	4,94	5,15
z	7	8	9	10	11	12
m	5,39	5,61	5,83	6,05	6,27	6,44

Wenn der Magnetismus jeder Lamelle für sich gleich Eins gesetz[t wird,] so folgt beim Zusammenlegen aller 12 Lamellen aus obigen Fo[rmeln]

$m_1 = m_{12}$	$m_2 = m_{11}$	$m_3 = m_{10}$	$m_4 = m_9$	$m_5 = m_8$	$m_6 =$
0,323	0,172	0,116	0,095	0,087	0,0[illegible]

so dass also die Lamellen an den Seiten nur etwa $^1/_3$, die in de[r Mitte] nur $^1/_{12}$ ihres ursprünglichen Momentes bewahren.

Die Werthe m lassen sich hier durch die schon §. 414 er[wähnte] Exponentialformel

$$m_n = a + b\,(c^{n-1} - c^{p-n})$$

sehr gut darstellen, wo p die Zahl der Lamellen ist. Im vorlie[genden] Falle ist $a = 0{,}0821$, $b = 0{,}0241$, $c = 0{,}374$, $p = 12$.

Wurden 6 verschieden breite Lamellen von 0,3‴ Dicke, 45,6‴ und resp. 1 bis 6 mal 2,3‴ Breite nach einander in eine Magnetis[irungs]spirale eingelegt (l. c.), so entsprach ihr Moment der §. 414 entwi[ckelten] Formel

$$M = \alpha n + \gamma\,(1 - \delta^n),$$

wo n die Breite der Lamelle, $\alpha = 0{,}6930$, $\gamma = 3{,}02$, $\delta = {}^1/_3$ zu ist. Dies zeigt die folgende Vergleichung der beobachteten und neten Resultate

Breite	1	2	3	4	5	6
M beobacht.	2,69	4,05	5,04	5,77	6,52	7,12
M berechn.	2,70	4,07	4,99	5,75	6,48	7,18

[redacted]

Die für das Moment (M) hohler Blechcylinder vom Radius r aus der Wechselwirkung ihrer einzelnen Längsfasern berechnete Formel (§. 415), welche für weitere Cylinder mit Vernachlässigung des letzten Gliedes im Nenner die Form

$$(M) = \frac{2r}{p_1 + q_1 \log 2r}$$

rhält, prüfte Lamont an 7 hohlen Eisencylindern von 1,5 mm Blechicke, die in einer Spirale magnetisirt wurden. Es ergab sich z. B.

$2r$	38,6	34,4	29,0	25,2	21,1	17,3	13,6
(M) (beob.)	64,92	59,90	53,70	47,87	43,26	35,65	32,42
(M) (berechn.)	65,09	59,97	53,22	48,34	42,93	37,76	32,56

o $p_1 = -0{,}0210$, $q_1 = 0{,}3870$ gesetzt wurde.

Auch durch Abätzen der Oberflächen permanent magnetisirter Stäbe 593
ıt man die Vertheilung des Magnetismus in ihrem Inneren zu bestimen versucht.

Nach Holz [1]) nimmt dabei der Quotient aus dem Moment durch das :wicht der Stäbe zu, während die Momente selbst im Allgemeinen abhmen. Zuweilen zeigen sich freilich Unregelmässigkeiten, wenn harte ıd weiche Schichten auf einander folgen.

Bei sehr harten Stahlstäben findet Jamin [2]), wenn die veränderliche cke e ist, die Momente entsprechend der Formel $M = Ae + Be^3$. e Verluste an Magnetismus nehmen beim Abätzen gleicher Dicken t der Tiefe ab; dabei nimmt das Verhältniss des Verlustes zum Quernitte bis zu Null ab. Sind die Stäbe sehr weit abgeätzt, so bleibt ihr oment ihrem Querschnitte proportional.

Letzteres Resultat hat beim Abätzen bereits Mauritius [3]) gefunden. ıselbe Resultat ergiebt sich bei dickeren Stäben (indess nach Jamin [4]) r, wenn man ihre mittleren Theile, nicht ihre Enden abätzt). Bei sehr item Abätzen nimmt der Magnetismus sehr schnell ab [5]).

Jamin begründet diese Erscheinung durch die Annahme, dass in ıem Magnetstab von der Dicke $2e$ der Magnetismus in dem Abstand x n der Mitte durch die, auch für die Vertheilung der Länge nach geltende rmel

$$y = A\,[k^{-(e-x)} + k^{-(e+x)}]$$

ırgestellt wird; so dass für einen Stab von der Dicke $2e$ das Moment

$$M = \frac{2A}{\log k}\,k^{-E}\left(k^{e} - k^{-e}\right) = 4Ak^{-E}\left(e + \frac{e^3}{1.2.3}\,l^2k\ldots\right)$$

(siehe indess §. 595).

[1]) Holz, Pogg. Ann. 151, p. 69, 1874*. — [2]) Jamin, Compt. rend. 80, p. 419. 95; 82, p. 19, 1876*. — [3]) Mauritius, Programm des Gymnasiums in Co-, 1864*. — [4]) Jamin, l. c., p. 1124*. — [5]) Trève und Durassier, Compt. . 81, p. 1123, 1875*.

594 Zuweilen treten in Folge der Wechselwirkung der einzelnen Schichten abwechselnde Magnetisirungen derselben ein. Als Mauritius[1] Stahlmagnetstäbe allmählich in Salpetersäure auflöste und ihr Moment durch Ablenkung einer Magnetnadel bestimmte, sank Anfangs das Moment stark, stieg bei weiterem Abätzen der Oberflächenschichten wieder und sank endlich von Neuem.

Diese Erscheinungen zeigen sich wesentlich nur bei weichen, nicht bei harten Stäben, weniger bei starken Magnetisirungen durch Streichen und nach dem Erschüttern der Stäbe. — Wird ein weicher Stab während des Abätzens erschüttert, so wiederholt sich dieselbe Erscheinung.

595 Aus diesen Versuchen kann man indess ebenso wenig Schlüsse auf die Vertheilung des Momentes im Innern der permanenten Stahlmagnete ziehen, wie aus dem Verhalten von Systemen von in einander passenden Eisenröhren beim Magnetisiren auf die Vertheilung der temporären Momente.

Wenn durch die äussere magnetisirende Kraft die Molecularmagnete des Stahlstabes alle mehr oder weniger axial gerichtet sind, so werden sie nach Aufhebung derselben einmal durch die Wirkung der Molecularkräfte partiell wieder in die unmagnetischen Lagen zurückgeführt; dann geschieht letzteres noch weiter, indem der Magnetismus einer jeden Longitudinalfaser in jeder benachbarten Faser eine der ursprünglichen entgegengesetzte Magnetisirung erzeugt, welche sich von der bereits vorhandenen subtrahirt. Die Oberflächenschichten werden von dieser Wirkung weniger betroffen, als die inneren, da die ersteren nur einseitig, letztere allseitig von den auf sie magnetisirend wirkenden Endfasern umgeben sind (§. 585). Werden die Oberflächenfasern abgeätzt, so dass sie auf die nächst tiefer liegenden Fasern nicht mehr entmagnetisirend wirken, so nehmen diese ihren früheren Magnetismus theilweise wieder an u. s. f. Dabei kann es bei geeigneter Beschaffenheit des Stahles wohl kommen, dass durch die Wirkung der äusseren Schichten das Moment der inneren umgekehrt wird und selbst nach der Fortnahme der ersteren die Molecüle nicht wieder in die der ursprünglichen magnetisirenden Kraft entsprechende Lage zurückspringen können. Dann zeigt der abgeätzte Magnet diese entgegengesetzte Magnetisirung.

596 Die Vertheilung des freien permanenten Magnetismus auf kreisförmigen Stahlplatten von 20, 25 und 30 cm Durchmesser, welche in der Richtung eines Durchmessers, und von elliptischen Platten von 2 . . 30 cm Axenlänge, welche resp. in der Richtung der grössten oder

[1]) Mauritius, l. c*.

[redacted]

n Axe magnetisirt waren, hat Duter[1]) mittelst Abreissen einer kleinen ɪenkugel bestimmt.

Im Allgemeinen ist der freie Magnetismus auf den Durchmessern · Platten um so kleiner, je weniger dieselben gegen die neutrale Linie ɪeigt sind. — Ausserdem ist die Gesammtmenge des auf den kreismigen oder elliptischen Oberflächen verbreiteten freien Magnetismus portional den magnetisirten Oberflächen. Dieselbe ist nach hyperischen Fäden vertheilt, deren (y) Axe das in dem Mittelpunkt der tte auf der neutralen Linie des Magnetes errichtete Loth ist.

Auf jeder Hyperbel ist der freie Magnetismus durch die Formel

$$M = A\,(a^h - a^{-h})$$

eben, wo A und a Constante sind, die für jeden Faden verschieden l, h der Abstand des betrachteten Punktes längs der betreffenden erbel von ihrem Durchschnittspunkt mit der neutralen Linie. Je zer der Faden ist, desto kleiner ist a, desto grösser A.

Die Linien gleicher Spannung sind transcendente Curven von der chung

$$\frac{x^2}{a^2 + b^2} + \frac{h^2}{b^2} = 1\,.$$

a die halbe Länge der neutralen Linie, b der Abstand des Durchittspunkts der betrachteten isodynamischen Curve mit der Linie stärksten Magnetisirung von dem Mittelpunkt, h die oben dete Länge des bis zu jedem Punkt der Curve reichenden Hyperbelens ist.

Ist h_1 der h entsprechende Werth an den Enden der hyperbolischen en, so ist der freie Magnetismus daselbst

$$A\,(a^{h_1} - a^{-h_1}) = \frac{2\,L}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{h_1}{k}\,.$$

L der freie Magnetismus am Ende eines unendlich langen Fadens, ne nur von der Natur des Stahls abhängige Constante ist. Der geute freie Magnetismus M_s auf jedem Faden ist dem Quadrat des n Magnetismus an seinen Enden proportional, also

$$M_s = const\,A^2\,(a^{h_1} - a^{-h_1})^2$$

Auch wurde die Vertheilung des permanenten freien Magnetismus 597
kreisförmigen und ringförmigen Stahlplatten, welche durch Aufen auf den zugespitzten oder gerade in sie hineinpassenden Pol a starken Elektromagnetes magnetisirt waren, in gleicher Weise beamt[2]).

---

[1]) Duter, Compt. rend. 81, p. [illegible] 1875. [illegible] 5 p. 21[illegible] 5; Beibl. 1, p. 195*. — [2]) Duter, Compt. rend. 85, p. [illegible], 1877; Beibl. 1. 86*.

Die Platten sind der Mitte zu entgegengesetzt magnetisirt, v Rande. Ist r der innere, R der äussere Durchmesser, so sind die Magnetismen im Abstand x von der Mitte

$$m = A \sin \pi \frac{R^2 + r^2 - 2x^2}{2(R^2 - r^2)}.$$

Die neutrale Linie hat also den Radius $\sqrt{1/_2 (R^2 + r^2)}$.

Der gesammte freie Magnetismus auf der einen oder andere der neutralen Linie ist $\pm A (R^2 - r^2)$.

In einem vollen Kreise ist $r = 0$, also der freie Magnetis den einzelnen Stellen $m = A \cos (\pi x^2 / R^2)$ und der gesammte frei netismus $\pm A R^2$. A hat für Ringe von verschiedenen Radien un Kreise den gleichen Werth; es stellt den Werth des freien Magne an einer Stelle der freien inneren und äusseren Ränder der Ringm resp. der Peripherie und des Centrums der vollen Kreismagnete d

Dass die Methode des Abreissens der Eisencontacte Fehler enthält, haben wir schon §. 441 erwähnt.

598 Wird eine kreisförmige Stahlscheibe in der Richtung des Durchmessers magnetisirt und dann einer magnetisirenden Kraft i anderen Richtung ausgesetzt, so verschiebt sich die Richtung der tät mit wachsender Intensität der zweiten Kraft immer mehr, eben wachsendem Winkel zwischen beiden Magnetisirungsrichtungen, die zweite Kraft eine bestimmte Grenze überschreitet. Ist umg die zweite Kraft klein genug, so nimmt die Verschiebung mit W jenes Winkels bis 90° ab. Dabei ist die Winkelverschiebung der tät durch eine zweite um 90° gegen die erste Kraft geneigte Kr so grösser, je schneller der Strom geschlossen und je lan amer öffnet wird. Wird die Scheibe zwischen den magnetisirenden Spira dreht, so behält sie in Folge dessen einen bestimmten Magnetism der nicht dem beim Oeffnen des Stromes in der Richtung der Kra liegenden Durchmesser entspricht, sondern in der Drehungsrichtun schoben ist, um so weniger, je grösser die Stromintensität ist, wo gleich das Moment der Scheibe grösser wird. Der temporäre Ma mus ist dabei in der Magnetisirungsrichtung am grössten [1]).

599 Neben diesen Sätzen haben wir noch eine Anzahl von Sätze den permanenten Magnetismus, die Schwingungsdauer und die Tr der zur Sättigung magnetisirten Stahlstäbe zu erwähnen, welc Haecker [2]) auf rein empirischem Wege gefunden worden sind. W len dieselben hier alle zusammen:

---

[1]) Righi, Mem. di Bologna 20. Mai 1880*; Beibl. 5, p. 64*. — [2]) Ha Pogg. Ann. 57, p. 321, 1842*, 62, p. 366, 1844*, 72, p. 63, 1847*, 74, 1848*.

Die Schwingungsdauer t verschiedener **geradliniger** Magnetstäbe ntspricht bei Stäben von 3'' bis $22\frac{1}{2}$'' Länge und 17 bis 1648 Loth ewicht, von $2\frac{1}{2}$''' im Quadrat Dicke bis 16''' Breite und 8''' Dicke, der 'ormel:

$$t = c \sqrt[3]{G} \sqrt[6]{l} = k \sqrt[2]{l} \sqrt[3]{w} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{I)}$$

o G das Gewicht der Stäbe in Lothen, l ihre Länge in französischen ollen, w ihr Querschnitt und c und k Constante sind. Für einen Stab on 3'' Länge und 17 Loth Gewicht beträgt die Schwingungsdauer 26 Secunden.

Diese Formel gilt auch für mehrere zusammengelegte Stäbe, sowie r röhrenförmige Magnete, bei denen die Schwingungsdauern kleiner nd, als die von gleich langen und dicken, massiven, cylindrischen Magtstäben.

Wird indess der Querschnitt im Verhältniss zur Länge der Stäbe zu hr vermindert, so ändert sich bei weiterer Verminderung ihre Schwinngsdauer nicht mehr, sondern bleibt constant. Dies tritt ein bei Stän von

nge . . .	16'	8'	6'	4'	2'	1'	6''	1''
einem Ge-	Pfd.	Pfd.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.	Lth.
ichte von .	68	17	306	136	34	$8\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{8}$	$\frac{1}{18}$.

Magnetisirt man einen Stab einmal so, dass seine magnetische Axe it seiner Längsrichtung zusammenfällt, und dann so, dass sie auf derlben senkrecht steht, so kann man im ersten Falle die „horizontale“, zweiten die „verticale“ Schwingungsdauer des Stabes bestimmen, wähnd der Stab so aufgehängt ist, dass im ersten Falle seine Längsrichng horizontal, im zweiten vertical ist. Dann ergiebt sich die verticale hwingungsdauer:

$$t_1 = c \sqrt{l_1} \sqrt[6]{\Omega} \sqrt[6]{w},$$

Ω der grössere, w der kleinere Querschnitt, l_1 die Länge der jetzigen gnetischen Axe des Stabes ist.

Die Tragkraft T geradliniger Magnete findet Haecker der Formel:

$$T = a \sqrt[3]{G^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{II)}$$

prechend bei 9 Magnetstäben von $\frac{1}{4}$ Loth bis 81 Loth Gewicht und '' bis $17\frac{1}{2}$'' Länge. Die Tragkraft des kleinsten unter den Stäben von Loth Gewicht und $2\frac{2}{3}$ Zoll Länge betrug $7\frac{1}{2}$ Loth. Es war $a = 1{,}60$ Mittel. Bei den Versuchen waren die Enden der Stäbe genau geeb-, und die Stäbe vertical befestigt, die Anker flach abgefeilt und ebenso k wie die Magnete oder dicker. Sie wurden mit der Hand an den gneten entlang geschoben, bis sie dieselben nur in einer Kante bente, und dann durch Gewichte abgerissen.

Aus den Formeln I. und II. folgt:

$$a c^2 = \frac{T t^2}{\sqrt[3]{G^4} \sqrt[3]{l}}.$$

Bei verschieden starken Magnetisirungen desselben Stahlst ändern sich a und c; es bleibt aber ac^2 constant, also auch Tt^2. D müssten sich also die Tragkräfte umgekehrt wie die Quadrate der Sch gungsdauern verhalten [1]).

Wir übergehen die weiteren Folgerungen aus diesen Resulta welchen ein gewisser praktischer Werth nicht abzusprechen ist, da als Mittel aus vielen Versuchen hervorgegangen sind. Von theoretis Bedeutung können die angegebenen Formeln indess nicht sein.

600 Ueber das Moment verschieden gestalteter, zur Sättigung mag sirter Stahlstäbe und Nadeln geben die §. 549 angeführten Resultate Lamont in Betreff des Verhaltens von Eisenkörpern in einer la Spirale Aufschluss, da bei gleichmässiger Vertheilung der magnetisire Kräfte das temporäre Moment dem permanenten bei der Sätti proportional ist.

Magnetnadeln in Form einer durchbrochenen länglichen Ell haben nach Kater [2]) ein schwächeres Moment als spitz zulaufende pa lelogrammatische Nadeln. Nach Kupfer [3]) steigert die Zuspitzung Enden eines cylindrischen Stabes das Maximum der permanenten M netisirbarkeit, bis die Höhe der conischen Zuspitzung 0,77 des Du messers ihrer Basis beträgt; bei weiterer Zuspitzung tritt wieder Abnahme ein. — Abrundung der Enden wirkt weniger stark.

Im Allgemeinen zeigen also bei gleicher Masse schmalere und d nere Magnete die grösseren Momente. Für die Praxis dürften mithin rautenförmigen Magnete von der Form der gebräuchlichen Mag nadeln, bei denen zugleich das Trägheitsmoment im Verhältniss 1:3,75 kleiner ist, als bei prismatischen Magneten, die zweckmä sten sein [4]). Dass das Ausbohren der Mitte der Nadeln bis zu ziem weiten Oeffnungen das Moment derselben kaum ändert, zeigen die V suche 16 bis 18.

---

[1]) Eine Reihe von Sätzen für den in Eisencylindern durch einen ange ten Magnet erregten Magnetismus ist von E. Becquerel (Compt. rend. p. 1708, 1845*) nach Versuchen aufgestellt worden, bei denen er gleich Cylinder von weichem Eisen unter dem Einflusse eines Magnetes schw liess. Es sollte hiernach die dritte Potenz der Schwingungsdauer dem Ge des Cylinders oder dem Quadrat seines Durchmessers, und der Magnetism Cylinders der Cubikwurzel aus dem Gewicht oder der Quadratwurzel au Querschnitt desselben entsprechen. In dickeren Stäben würde also der in Elementarfaser erregte Magnetismus um so schwächer sein, je dicker sie Wird die Eisenmasse immer feiner vertheilt, so ist der in jedem Elem regte Magnetismus erst dem Quadrat, dann der ersten Potenz der Dicht der in der Volumeinheit enthaltenen magnetischen Masse proportional. gleicher Dichtigkeit ist für Eisenfeile, feines Eisenpulver und massives Eis durch einen Magnet vertheilte Magnetismus derselbe. Ebenso gross ist er bei gewöhnlicher Temperatur im Nickel, so dass zwei gleich lange Stäb Eisen und Nickel von gleichem Gewicht gleich schnell schwingen. Der Ma tismus des natürlichen Magneteisensteins beträgt 0,48 von dem des Eisens weiter unten). — [2]) Kater, Phil. Trans. 1821, p. 104*. — [3]) Kupfer, Ge physikal. Wörterbuch, 6, p. 806*. — [4]) Coulomb, Gehler's Wörterbuch

7. Magnetisirung bei ungleichmässiger Vertheilung der magnetisirenden Kraft.

Wirkt die magnetisirende Kraft nicht gleich stark auf alle einzelnen 601
Theile eines Magnetstabes, so treten höchst complicirte Verhältnisse auf, deren Verfolgung nur in einigen wenigen Fällen von Interesse ist.

Umgiebt z. B. die Magnetisirungsspirale nur das eine Ende eines als unendlich lang anzunehmenden Eisenstabes, so müssen, wenn nur die magnetisirende Wechselwirkung der Molecüle betrachtet wird, die Momente der auf einander folgenden Molecüle in einer geometrischen Reihe abnehmen, wenn der Abstand von der Magnetisirungsspirale in einer arithmetischen Reihe zunimmt. Ist dieser Abstand x, so ist demnach das Moment daselbst

$$y = A\mu^{-x},$$

wo A das Moment des ersten Theilchens, α eine Constante, das Verhältniss der Momente der auf einander folgenden Theilchen ist.

Die freien Magnetismen, welche dem Werthe dy/dx entsprechen, nehmen in gleicher Weise nach der Formel

$$y = A \log \mu \,.\, \mu^{-x}$$

von der Erregungsstelle an ab.

Den Werth μ bezeichnet man wohl auch mit dem Namen der magnetischen Leitungsfähigkeit. Er entspricht dem §. 381 definirten Werthe der magnetischen Permeabilität.

Die Formel für den freien Magnetismus ist von Rowland[1]) nach 602
der Methode von van Rees durch Fortschieben einer kleinen, an die Stäbe eng anliegenden Inductionsspirale auf denselben um eine kleine Strecke und Messung der Inductionsströme bestätigt worden. Es wurden dabei Stäbe von 17,5 Zoll bis 9 Fuss Länge verwendet, welche an einem Ende oder in der Mitte mit einer Magnetisirungsspirale umgeben waren. Waren sie nicht sehr lang, so stieg nach diesen Messungen der Inductionsstrom dicht an ihrem freien Ende, abweichend von obiger Formel, stark an, da dort auch der freie Magnetismus am Ende des Stabes inducirend mitwirkte.

Im Inneren der Magnetisirungsspirale fällt von der Mitte, resp. wenn die Spirale näher an einem Ende des Stabes liegt, von einem anderen Punkte innerhalb gegen das Ende die magnetisirende Kraft ab, und ent-

---

[1]) Rowland, Phil. Mag. [4] 50, p. 257, 348, 1876*; Sillim. J. [3] 10, 1875*, 11, p. 17, 103, 1876*.

sprechend fallen die Momente, resp. steigen die freien Magnetismen; fallen die Momente auf dem herausragenden Ende des Stabes erst s ler, dann langsamer ab, die freien Magnetismen vermindern sich allmählich wieder. Da bei starken magnetisirenden Kräften die Mo im Inneren der Spirale immer weniger nach den Enden abfallen (be starken Kräften würden sie auf einer grösseren Länge derselben gleich sein), so kann dabei mit wachsender Stromstärke der freie netismus innerhalb der Spirale so klein sein, so dass er kaum zu ken ist.

Auch diese, unmittelbar aus den Betrachtungen der Wechselwi der Molecüle und der Annäherung an das Maximum folgenden Re sind von Rowland bei verschiedener Lage der Magnetisirungs bestätigt worden.

603 Da ferner mit wachsender Intensität des magnetisirenden Strom Moment der der Magnetisirungsspirale zunächst liegenden Thei Eisenstabes sich zuerst einem Maximum nähert und die Momen Theile durchaus nicht proportional den magnetisirenden Kräften bleibt die relative Vertheilung der Momente dabei nicht unver Schiebt man also auf zwei von der Magnetisirungsspirale verschiede entfernte Stellen zwei Inductionsspiralen von solchen Windungszahl dass die in ihnen beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes ind Ströme sich bei entgegengesetzter Verbindung mit dem Galvanome schwachen magnetisirenden Strömen gerade aufheben, so tritt di stärkeren nicht mehr ein [1]).

Eine weitere Berechnung bietet wegen der wenig allgemein dingungen, sowie unserer Unkenntniss des Ganges der Magnetisi constante für verschiedene magnetisirende Kräfte kein besonder teresse dar.

Bei permanenten Stahlmagneten ergeben sich die analogen Re

Die Constante der magnetischen Leitungsfähigkeit ist bei w Stäben grösser als bei harten.

604 Die verschiedene „Leitungsfähigkeit" zeigt sich recht deutl einem Versuche von Poggendorff [2]). Legt man nach einande Stahlstab und einen gleichgestalteten Eisenstab in eine Spirale ge so werden sie, wenn durch die Spirale beide Male Ströme von g Intensität fliessen, beide fast gleich magnetisch; sie zeigen fast Tragkraft; ragen die Stäbe aber einen Zoll aus der Spirale her ist der Magnetismus des Stahles schwächer. Im Stahl vertheilt s direct in einem Theile der Stäbe erregte Magnetismus den Magn der benachbarten Theile schwächer, als im Eisen.

---

[1]) Vergl. Donati und Poloni, N. Cimento [2] 13, p. 91 u. f., 1

[2]) Poggendorff, Pogg. Ann. 85, p. 154, 1852*.

Selbstverständlich ist, wenn sich die Magnetisirungsspirale am Ende des Stabes befindet, bei gleichbleibender Stromintensität die Summe der magnetischen Momente aller Theile des Stabes kleiner, als wenn sie gegen seine Mitte hingeschoben wird, da sich in letzterem Falle zu ihren beiden Seiten Eisentheile befinden, die durch sie magnetisirt werden. Stellt man dem Ende des Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber, so nimmt also in Folge dieser Zunahme des Momentes ihre Ablenkung beim Fortschieben der Magnetisirungsspirale von dem der Nadel zunächst liegenden Ende des Stabes gegen seine Mitte hin zu; da aber zugleich das magnetische Moment der an jenem Ende befindlichen einzelnen Theile des Stabes abnimmt, so nimmt bei weiterem Fortschieben der Spirale die Ablenkung wieder ab. So fand z. B. Dub[1]) bei Anwendung eines 12″ langen und 1″ dicken Eisenstabes, auf den eine eng anschliessende, 1/4″ lange Spirale geschoben war, nach Abzug der Wirkung der Spirale für sich: 605

Abstand der Spirale vom Ende des Magnetes	Ablenkung der Magnetnadel
$^1/_4$″	29°
2	36 15′
$2^3/_4$	34 15
7	29 30
$10^1/_4$	12 45

Denselben Grund hat das Resultat des folgenden Versuches:

Dub[2]) schob auf einen 12″ langen, 1′ dicken Eisenstab, welcher senkrecht gegen den Meridian aufgestellt war, sechs 2″ lange Spiralen und leitete durch sie einen Strom. Sodann wurde eine Spirale nach der andern entfernt, die übrigbleibenden gegen die Mitte des Stabes zusammengeschoben und wiederum die Intensität des Stromes so vermehrt, dass die magnetisirende Kraft (Intensität × Windungszahl) dieselbe blieb. Das magnetische Moment M des Stabes ergab sich aus der Ablenkung der in der Verlängerung seiner Axe aufgestellten Magnetnadel:

Zahl der Spiralen	6	5	4	3	2	1
M	4452	4885	5317	5658	6032	6745

Ebenso ist es klar, wenn man über einen Punkt eines längeren Eisenstabes eine kurze Spirale schiebt, dass das magnetische Moment der unter oder dicht neben ihr befindlichen Theile des Stabes bedeutend grösser sein muss, als wenn man die Windungen der Spirale auf der jenen 606

[1]) Dub, Elektromagn. p. 165*. — [2]) Dub, Elektromag. p. 173*.

Theilen abgewandten Seite des Eisenstabes auf eine längere Stre(gebreitet hätte.

So schoben z. B. Lenz und Jacobi[1]) auf einen 3 Fuss und $1^{1}/_{4}''$ dicken Eisenstab sechs gleiche Spiralen von je 6″ Län(erste derselben, welche sich am Ende des Stabes befand, diente ductionsspirale und war mit einem Galvanometer verbunden. Es nun Ströme von gleicher Intensität durch die nächst folgende (beiden folgenden u. s. f. geleitet, und durch den Inductionsstro(Oeffnen derselben die temporären Momente M des Theiles des Stab(der Inductionsspirale gemessen. Um die Resultate auf gleiche ma rende Kräfte zu reduciren, musste noch mit der Zahl n der jedesr wendeten Magnetisirungsspiralen dividirt werden. So war:

Zahl der Spiralen n	M	const M/n
1	13290	13290
2	23980	11990
3	31544	10514
4	36285	9071
5	37278	7456

Die Abnahme der Werthe M/n ist hier deutlich ersichtlich

607 Von ähnlichen Versuchen, die doch keine genau zu berec(Resultate ergeben können, erwähnen wir nur noch die folgenden

Lenz und Jacobi (l. c.) magnetisirten eine $13^{1}/_{2}''$ lange, 1' Eisenstange in der Mitte durch eine 2″ lange Spirale von 105 V gen und bestimmten durch eine 2″ lange Inductionsspirale, wel verschiedene, um die Länge L von der Mitte der Stange abstehende geschoben wurde, die magnetischen Momente M an denselben. gab sich

L	M	L	M
0	0,88417	34	0,19016
4	0,70947	42	0,13161
8	0,59078	50	0,09170
12	0,50076	66	0,03380
18	0,40753	76	0,01701
26	0,28798	80	0,00589

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. 61, p. 462, 1844*.

se Werthe lassen sich gut durch die Formel

$$\log M = 9{,}93844 - 0{,}01951\, L$$

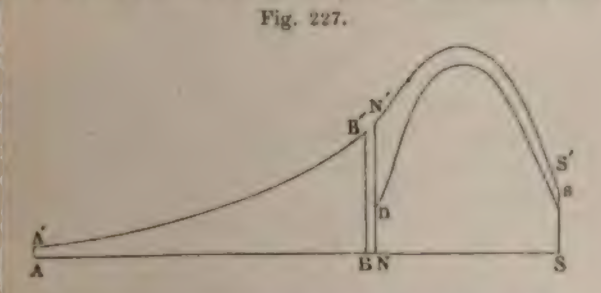
n.

ähnlicher Weise hat Matteucci[1]) auf verschiedene Stellen eines gen Eisenstabes eine 11 cm lange Spirale geschoben und, wie nd Jacobi, die Vertheilung des Magnetismus im Stabe durch uctionsspirale bestimmt. Der Magnetismus konnte noch in 1,4 m ung von der Magnetisirungsspirale beobachtet werden. Er war mum, wenn sich die Magnetisirungsspirale in der Mitte des Stand. Bei anderen Lagen derselben war das längere Ende des tärker magnetisirt als das kürzere.

iebt man auf die beiden Enden eines Eisenstabes zwei kurze 60 irungsspiralen, durch welche ein Strom in gleichem oder entetztem Sinne fliesst, so addiren sich die durch beide Spiralen n magnetischen Momente, wobei durch die verstärkende oder nde Wechselwirkung der Molecüle im ersten Falle die Momente össer, im zweiten etwas schwächer ausfallen, als der einfachen on entspricht. Dieses Resultat ist von Jamin und Gaugain[2]) der Methode von van Rees bestätigt worden.

man an das eine Ende eines Eisenstabes AB, Fig. 227, einen 60 ab NS mit seinem Pole N, so werden alle Theilchen des Eisen-

Fig. 227.



gleichem Sinne gerichtet, wie die Theilchen des Magnetes, inwachsender Entfernung von dem Pole N weniger stark. In sser Abnahme des Momentes der Theilchen zeigt der Eisenittelbar am Pole N eine ihm ungleichnamige Polarität, er wird von N angezogen; dagegen hat er auf seiner ganzen Oberfläche Polarität wie N. Zugleich wird durch die Rückwirkung des ch gewordenen Eisenstabes auch die magnetische Einstellung

---

atteucci, Compt. rend. 24, p. 301, 1847*. — [2]) Jamin, Compt. rend. , 1874*. Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 11, p. 5, 1877*; . 433*. Aehnliche Versuche mit Stäben, deren Enden über Polen von gneten liegen, von Sears, Sillim. J. [3] 8, p. 21, 1874*.

der Theile des Magnetstabes befördert, und er zeigt temporär ein stärkeres Moment seiner Theilchen, als für sich. Die Berechnung hierüber liesse sich nach den Formeln von Lamont (§. 406 u. flgde.) durchführen. Auch dieses Verhalten hat van Rees durch Abschieben einer Inductionsspirale von einem Eisenstabe AB von 938 mm Länge und 20 mm im Quadrat Querschnitt und einem gegen ihn gegengelegten, 500 mm langen Magnetstab NS geprüft. Die Curve $A^1B^1N^1S^1$, Fig. 227, giebt die so gefundene Vertheilung der Momente in den beiden Stäben an; die Curve ns entspricht den Momenten im Stahlmagnete allein.

610 Aehnliche Versuche hat Weihrich[1]) angestellt, indem er zunächst abwechselnd zwei Magnetstäbe von resp. 53,7 und 55 cm Länge, 4,7 cm Breite und 1,5 cm Dicke in eine von Ost nach West gerichtete Holzrinne legte, auf derselben einen 2 cm breiten, mit einem empfindlichen Galvanometer verbundenen Kupferstreifen über verschiedene Stellen der Magnetstäbe schob und den Kupferstreifen schnell bis zu einer Entfernung von 10 cm über die Stelle hinausschob, an der die Inductionswirkung des Magnetes aufhörte. Ist α die Ablenkung der Galvanometernadel, so ist unter den §. 438 erwähnten Beschränkungen das Moment der Stäbe an der unter dem Kupferstreifen liegenden Stelle durch den Werth $m = const \sin {}^1/_2\,\alpha$ gegeben. Dann wurde an das eine oder andere Ende der Stahlmagnete ein Eisenstab von gleichen Dimensionen angelegt und die Vertheilung der Momente in ihm in gleicher Weise bestimmt. Sie entsprach der Formel

$$m = A\mu^x,$$

wo A und μ Constante sind, x den Abstand der Mitte der untersuchten Stelle vom Magnetpole bezeichnet. — Wurden an die beiden Pole desselben Stahlmagnetes Eisenstäbe gelegt und in dem einen derselben die Vertheilung der Momente in gleicher Weise bestimmt, oder wurde bei diesen Beobachtungen der Magnet durch einen in einer Spirale herum geleiteten Strom noch stärker temporär magnetisirt, oder wurde einer der Eisenstäbe in eine kürzere Magnetisirungsspirale eingeschoben und das Moment an dem aus derselben hervorragenden Ende bestimmt, so wurde für alle Fälle die Vertheilung der Momente durch dieselbe Formel dargestellt, in welcher nur je nach der Stärke der magnetisirenden Kraft die Constante A sich änderte, μ aber nahezu denselben Werth (0,95 bis 0,97) behielt. Dieses Resultat entspricht den Principien, nach denen die Formel von Biot (§. 405) entwickelt ist, unter der Bedingung, dass die Magnetisirung jedes Theilchens der auf sie wirkenden magnetisirenden Kraft direct poportional ist[2]).

---

[1]) Weihrich, Pogg. Ann. 125, p. 276, 1865*. — [2]) Aehnliche Ver[suche] über die Vertheilung des Momentes in einem Stahlmagnetstabe mit oder [ohne] Anlegen eines Eisenstabes s. auch Harold Whiting, Proc. Amer. Aca[d.] p. 293, 1876*.

Die Aenderungen der Vertheilung des Magnetismus in einem magne- 611
irten Stahlstabe durch Annähern von Eisen und Stahl wurde auch
hon von Erman[1]) beobachtet, indem er einen zangenförmigen Draht
m die verschiedenen Stellen des Stabes legte und seine Enden mit dem
alvanometer verband. Die Aenderungen gaben sich durch Inductions-
tröme im Galvanometer zu erkennen.

Wurde z. B. der Draht um den einen Pol des Magnetstabes geschlungen, so änderte sich beim Anlegen von weichem Eisen sein Magetismus; ebenso wenn man an ihn den ungleichnamigen Pol eines agnetstabes anlegte. Legt man den Draht um die Biegung eines Hufsenmagnetes, und bringt an den einen Pol desselben ein Stück weiches isen oder einen ungleichnamigen Pol eines Magnetes, so erhält man inen Inductionsstrom, der die Verschiebung des Indifferenzpunktes von r Biegung des Hufeisens nach der Seite des angelegten Eisens oder Poles giebt und dieselbe Richtung hat, wie wenn der berührte Pol des Magtes vorwärts geschoben würde.

Der von Erman beim Anlegen eines Magnetpoles an das Ende eines einer Spirale liegenden Messingstabes beobachtete inducirte Strom ist ht auf gleiche Weise in der Spirale erzeugt; auch konnte Faraday n Versuch mit Kupferstäben nicht erhalten.
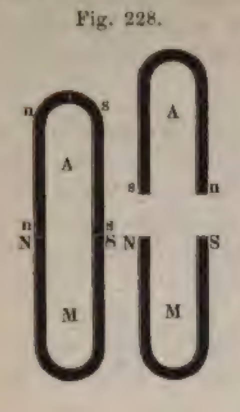
Legt man einen Magnetstab *NS* nicht unmittelbar an das Ende eines 612
nstabes *AB* (Fig. 227) an, sondern bleibt zwischen beiden ein
ischenraum, so ist die Einwirkung des Magnetes auf die ungleich weit
N abliegenden Theilchen von *A* nicht so verschieden, wie bei unmit-
barer Berührung, und es überwiegt zugleich die gegenseitige Einwir-
g der magnetischen Molecüle des Stabes *A* auf einander, welche, wenn
magnetisirende Kraft auf alle Theilchen gleichmässig wirkte, ein Maxi-
m des magnetischen Momentes in der Mitte des Stabes zur Folge haben
rde. Dieses Maximum rückt bei der Einwirkung des Magnetstabes *NS*
en den dem Magnetpole *N* zunächst liegenden Punkt des Eisenstabes
, und von dem dem Maximum entsprechenden Punkte an, welcher
h aussen keine magnetische Wirkung äussert, zeigt der Stab auf
r dem Pole *N* zugekehrten Seite die entgegengesetzte, auf der ihm
gekehrten Seite die gleiche Polarität wie der Pol *N*. Je weiter der
netpol vom Eisenpol entfernt ist, desto mehr rückt der Punkt des
imums nach der Mitte des Eisenstabes hin.

Diese Vertheilung des Magnetismus hat Poggendorff[2]) auch einem hufeisenförmigen Anker *A* bemerkt, den er entweder direct

P. Erman, Pogg. Ann. **27**, p. 471, 1833*; ähnlich auch Magnus, Ann. **38**, p. 440, 1836*; und wiederholt Trève, Compt. rend. **75**, p. 1508, 1872*; und Jamin, Compt. rend. **75**, p. 1572, 1672, 1872*. — [2]) Pogrff, Pogg. Ann. **74**, p. 230, 1848*.

auf die Pole N und S eines vertical stehenden hufeisenförmigen tromagnetes M aufsetzte, wobei die Schenkel des Ankers die Polarität mit den sie tragenden Polen oder nur annäherte, wo sie die entgegeng Polarität, wie die gegenüberliegenden pole, erkennen liessen. Bei einer gewiss fernung vom Magnete muss hierbei der dem dem Magnete zugekehrten Ende un tisch erscheinen. Fig. 228 zeigt die Vert der Polarität in beiden Fällen. In dersel zeichnen n und s die mit der Nord- u polarität behafteten Stellen des Ankers.

Fig. 228.



Die Berechnungen dieser von den len Versuchsbedingungen abhängigen lung führen auf Exponentialformeln, wel am besten nach der von Lamont (§. 4 angegebenen Methode ableiten lassen [1].

613 Ist der Stahlmagnet sehr hart, so ändert sich die Verthei ihm beim Anlegen eines Eisenstabes wenig; kann man annehm in einem Querschnitte des Stahlstabes an dem dem Eisenstabe ab ten Ende das Moment unverändert geblieben ist, so ist nach §. diesem Querschnitte aus die Summe des freien Magnetismus d Eisenstabe zugekehrten Endes und des Eisenstabes gleich den Magnetismus jenes Endes des Stahlmagnetes allein vor dem Ank

614 Da in allen Fällen der gesammte freie (positive und negativ netismus zusammen gleich Null sein muss, so muss auch beim bringen eines Eisenstabes an einen Stahlmagnet letzterer eben an seinem Gesammtmagnetismus verlieren, als ersterer gewinnen.

Dieses Resultat ist von Jamin [2]) durch Abreissen von Eisen von den Eisenstäben und Stahlmagneten bestätigt worden, wobe achtete, dass durch die Rückwirkung des Contactes der freie tismus des Eisenstabes cet. par. grösser erscheint, als der de stabes [3]).

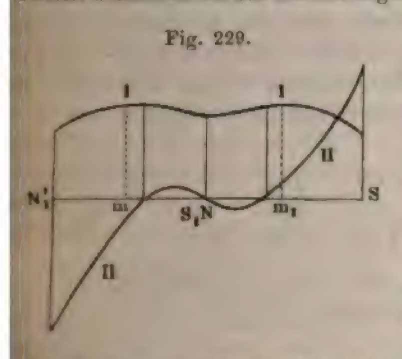
615 Legt man zwei Stahlmagnete an einander, so treten ähnlich selwirkungen ihrer Magnetismen auf einander ein.

---

1) Berechnungen über diese Vertheilung s. Jamin, Compt. rend. 81 1875*. — 2) Jamin, Compt. rend. 80, p. 212, 1875*. — 3) Andere Vers die Vertheilung der Momente in einem geraden Magnete, wenn beide oder Eisenstäbe an dieselben gelegt sind, ebenso in diesen Eisenstäb in einem, mit seinen Enden zwischen die Schenkel eines Eisenbügels Magnetes von Pihl, siehe in seinem Werke „On Magnets" Christia p. 149*.

So hat van Rees[1]) die Vertheilung des Magnetismus in zwei gleichen Magnetstäben NS und $N_1 S_1$, Fig. 228, untersucht, welche mit ihren ungleichnamigen Polen einander berührten. Beim Annähern einer Magnetnadel von der Seite bemerkt man, dass die in der Mitte der Stäbe gelegenen neutralen Linien m und m_1, in denen sie für sich nach aussen keinen freien Magnetismus zeigen, gegen ihre Berührungsstelle ein wenig vorrücken. Würden die Stäbe sich vereint wie ein Stab verhalten, so müssten dieselben bis zur Berührungsstelle selbst gelangen; dies geschieht nicht, da die Theilchen sich doch nicht einander ganz vollständig richten. Nach dieser gegenseitigen Einwirkung gestaltet sich die Vertheilung der magnetischen Momente in den Stäben wie in Fig. 229, Curve I, die Vertheilung der freien Magnetismen wie in Curve II, in welcher die nach oben gerichteten Ordinaten südlichen, die nach unten gerichteten nördlichen Magnetismus andeuten. — Wir haben so ein System, welches mehrere Folgepunkte zeigt, indem seine Theilchen, wenn auch gleich gerichtete Polarität, so doch abwechselnd grössere, kleinere und wieder grössere magnetische Momente besitzen.

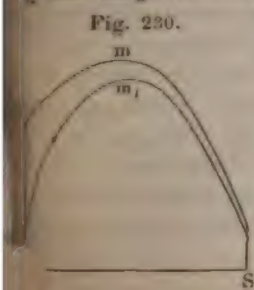
Fig. 229.



Van Rees hat dieses Verhalten genauer untersucht, indem er den Magnet NS (einen 625 mm langen, 20 mm breiten und dicken Stahlstab) befestigte, eine mit dem Galvanometer verbundene Inductionsspirale auf verschiedene Stellen desselben brachte und abschob, und darauf dasselbe Verfahren wiederholte, als ein gleicher Magnet $N_1 S_1$ an NS angelegt worden war. Eine Wiederholung der Versuche nach Fortnahme des Magnetes $N_1 S_1$ zeigte, dass der Magnet NS seinen Magnetismus nicht dauernd geändert hatte.

Die Curven m_1 und m, Fig. 230, stellen die so gefundene Vertheilung der magnetischen Momente im Stabe NS vor und nach dem Anlegen des Magnetes $N_1 S_1$ dar. Es ist ersichtlich, dass die Momente im Stabe NS durch das Anlegen von $N_1 S_1$ selbst bis zu dem von der Berührungsstelle entfernten Pole S hin gesteigert werden, wenn auch im weiteren Abstande von $N_1 S_1$, in immer geringerem Grade.

Fig. 230.



Bei längerem Anlegen, namentlich wenn dabei Erschütterungen vorkommen, kann diese Veränderung der Momente im Stahlmagnet bis zu einem gewissen Grade auch noch nach dem

[1]) van Rees, Pogg. Ann. 70, p. 1, 1847*, 74, p. 222, 1848*.

Entfernen des angelegten Magnetes fortdauern, so dass dann sowohl Indifferenzpunkt, als auch der dem angelegten Magnete benachbarte gegen die Seite des letzteren hin permanent verschoben ist. Man sich hiervon auch durch Zählen der Schwingungen einer Magnet überzeugen, welche man dem Stabe von der Seite nähert.

616 Legt man einen Stahlstab von der Länge l an den einen Pol Magnetes und entfernt dann den letzteren, so liegt das Maximum Momente der einzelnen Stellen im Stabe in um so grösserem Abst von der Contactstelle, je grösser die Länge l und je weicher der ist. In ähnlichem Verhältnisse ändert sich die Grösse a der Ma selbst. So fand z. B. Gaugain[1]) an 10 mm dicken Stäben aus fieldstahl:

l	41 mm	91	191	317
a (hart)	3,6	7,5	9,0	7,0
a (weich)	3,5	11,5	21,0	20,0

Das Maximum wächst also mit der Länge des Stabes bis zu gewissen Grenze und nimmt dann wieder ab.

617 Auch beim Aufsetzen eines Magnetstabes mit dem einen Pol (N die Seitenfläche eines Eisenstabes AB ergeben sich ähnliche Vertheilu

Steht der Magnet senkrecht auf dem Eisenstabe und theilt il der Mitte, so ist das temporäre Moment daselbst Null und steigt zum Ende. Das permanente Moment nach Entfernung des Ma steigt auch zuerst, fällt aber dann gegen die Enden A und B in gle Weise nach beiden Seiten ab. Ist die Contactstelle N gegen das B verschoben, so liegt der Nullpunkt der temporären Magnetisirung mehr an der Contactstelle N, sondern einige Millimeter gegen B Wird der Magnet entfernt, so verschiebt sich der Nullpunkt in höherem Grade für den permanenten Magnetismus. Rückt dabei N mählich gegen B vor, so wächst zuerst das Maximalmoment auf NB nimmt dann wieder ab.

Der Stab, welcher von N aus sich gewissermaassen wie zwei trennte Magnete mit vom einen Ende bis zum anderen auf- und steigenden Momenten und Folgepunkten verhält und an beiden E freien Nordmagnetismus besitzt, zeigt endlich, wenn N nur noch 6 mm von B entfernt ist, am äussersten Ende B südlichen, an allen len der Oberfläche freien nördlichen permanenten Magnetismus, obg er während der temporären Magnetisirung immer noch aus zwei get magnetisirten Theilen mit verschiedenen freien Magnetismen be Der zuletzt berührte Pol ist also der stärkere[2]).

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. **80**, p. 761, 1003, 1875*. — [2]) Kupfer, Ann. **12**, p. 128, 1828*; Kastner's Arch. **13**, p. 13*.

Dies rührt davon her, dass die beiden Theile des Stabes, welche während des Aufsetzens des Magnetes entgegengesetzt temporär magnetisirt waren und sich gegenseitig schwächten, nunmehr allein auf einander magnetisirend wirken, wobei der längere, stärker magnetisirte überwiegt und sich so der Nullpunkt gegen das kürzere Ende hin verschiebt.

Derartige Erscheinungen treten beim Magnetisiren der Stäbe durch den einfachen Strich ein. Eine gleichmässige Vertheilung der permanenten Momente ist nicht zu erreichen. — Eine regelmässigere Vertheilung wird erzielt, wenn man beide Hälften zugleich mit den entgegengesetzten Polen zweier getrennter Magnete streicht. Berührt ein Magnet den Stab in der Mitte und neigt man ihn, so ändert sich die Vertheilung nicht, wenn der Contact, wie zwischen einem cylindrischen Stabe und einem rechteckigen Magnete, dabei wesentlich unverändert bleibt [1]). Ist dies nicht der Fall, so treten Störungen ein, die ganz von den jeweiligen Versuchsbedingungen abhängen, namentlich auch davon, ob die nicht mit dem Stabe in Contact befindlichen Kanten und Flächen des Magnetes noch in die Ferne wirken. In Folge dessen ist dann der Nullpunkt der Magnetisirung nach der einen Seite des Stabes hin verschoben. 618

Da die Magnetisirung des hinter dem Magnet liegenden Theils hier grösser ist, als beim geraden Aufsetzen, so ist es auch beim Magnetisiren eines Stabes durch Streichen vortheilhaft, den Magnet gegen die Seite hinzuneigen, gegen welche man hinfährt.

Die Verfolgung dieser von Versuch zu Versuch sich ändernden Einzelheiten hat kein allgemeineres Interesse.

Noch verwickelter werden die Erscheinungen, wenn man zwei Magnete mit entgegengesetzten Polen N und S neben einander auf einen Stab aufsetzt, wie bei der Magnetisirung durch doppelten Strich. Zwischen denselben wird der Stab wie ein Anker stark magnetisirt, ausserhalb fallen die temporären Momente von jedem Pole nach den Enden hin ab. Der mittlere Theil wirkt dabei auf die Enden entgegengesetzt magnetisirend, so dass die Nullpunkte der Momente sich von den Contactstellen der Pole nach aussen verschieben, von wo aus die Momente gegen die Enden erst zu-, dann wieder abnehmen [2]). Um dabei das Maximum der permanenten Magnetisirung in der Mitte zwischen den Magneten zu erhalten, müssen die Magnete viel weiter zu beiden Seiten der Mitte aufgesetzt werden, als für die temporäre. 619

Werden die Magnete auf dem Stabe hin- und hergeschoben und an einer Stelle abgehoben, so ist das Moment der letzteren am grössten. Liegt diese Stelle in der Mitte des ganzen Magnetes, so ist auch das

[1]) Gaugain, Compt. rend. **81**, p. 40, 1875*. — [2]) Vgl. Gaugain, Compt. rend. **81**, p. 337, 613, 1875*.

Moment des letzteren am stärksten; liegt sie am Ende, so ist Moment in den Endmolecülen; indem beide Bedingungen sich geg compensiren, ist es zur Erzielung starker Pole ziemlich gleichgül die Magnete abgehoben werden.

Sind die Magnete geneigt, so treten die bereits §. 618 erw Einflüsse ein.

Auch hier haben die Einzelheiten nur ein ganz individuelles In

620 Noch complicirter gestalten sich diese Verhältnisse, wenn m bei der Methode von Elias, nur einen Theil eines Stahlstabes mi kurzen vom Strome durchflossenen Spirale streicht. So umgieb Jamin[1]) die beiden Schenkel eines aus einem 8 mm dicken, 10 cm l 75 cm langen Stahlstabe gebogenen Hufeisenmagnetes mit zwei l 8 cm langen Spiralen, durch die er einen Strom leitet, und welche er a Stelle etwa 10 bis 20 mal hin und her schiebt. Dann entstehen Enden ihrer Verschiebungen gegen die freien Enden der Schenkel zu gegengesetzte Pole, welche man durch Abreissen einer Eisenkugel l men kann. Die freien Magnetismen wachsen allmählich bis zu dem I bis wohin die Spirale vorgeschritten ist, und nehmen dann wieder den freien Enden ab. Die Vertheilung wird durch die Ordinate Curve dargestellt, welche sich bis zu den Enden des Stabes erstrec dort zurückbiegt, so dass der Magnetismus an jeder Stelle glei Summe zweier Ordinaten dieser Curve ist. Werden die Magnetisi spiralen bis an das Ende der Schenkel geschoben, so fällt die Ordinate der Curve dorthin, so dass also dann der Magnetismus a Stelle der doppelten Ordinate gleich wäre (was ganz der Berechnu von Lamont §. 406 u. flgde entspricht)[2]).

8. Magnetismus pulverförmiger Körper.

621 Sind die Theilchen des Eisens und Stahles so weit von einand fernt, dass ihre Wechselwirkung auf einander zu vernachlässigen sind bei gleicher magnetisirender Kraft die temporären und perm Momente, unabhängig von der Gestalt der Körper, ihrer Mas portional.

So fand z. B. Töpler[3]) das Verhältniss der Momente von Ge von Fett und feinem, aus Eisenoxyd durch Wasserstoff reducirten

[1]) Jamin, Compt. rend. 75, p. 1572, 1672, 1872*, siehe auch Ga Compt. rend. 81, p. 1091, 1875*. — [2]) Einige weitere Versuche über Verä des Momentes von Magnetstäben durch Anlegen von anderen gesättigten stäben und weichen Eisenstäben, siehe Külp, Pogg. Ann. 135, p. 3 1868*. — [3]) Töpler, Pogg. Ann. 160, p. 27, 1877* (das Nähere über die im Capitel Diamagnetismus).

welche auf 35 g Fett resp. 0,5644 und 0,9200 g Eisen enthielten, ehalt also sich wie 0,613 : 1 verhielt, gleich 0,571 : 1. Die Zahlen n nahe gleich; die Pulver waren in beiden Fällen wohl schon heilt, dass die Wechselwirkung fast zu vernachlässigen war.

esst man lose geschichtetes Eisenpulver zusammen, so tritt die lwirkung mehr und mehr hervor. Wird in einen bestimmten ine kleinere oder grössere Anzahl Eisentheilchen gebracht, etwa t mit einem indifferenten Pulver, z. B. Kupfer, Zink, so nimmt in ieser Wechselwirkung bei gleicher magnetisirender Kraft nach rachtungen des §. 402 ihr Moment nicht proportional ihrer Zahl, langsamer zu, und zwar um so langsamer, je weniger gestreckt dem Pulvergemisch gebildeten Körper in der Richtung der magnden Kraft sind.

wachsen auch nach Auerbach [1]) die Momente von Eisenpulver, mit Kohlenpulver gemischt ist (wobei freilich eine gleichmässige ng wegen der grossen Differenz der specifischen Gewichte sehr ig ist), bei Aenderung der Dichtigkeit δ des Eisens von $^1/_{46}$ bis der des cohärenten Eisens, nur im Verhältniss von 2 : 4. Aehnhält sich Nickelpulver.

Momente dieser Pulver lassen sich bei verschiedener Dichte des schen Metalles, Eisen, Nickel nach Auerbach durch die Formeln

$$m_{fe} = 211\,(1 + 1{,}5\,\delta - 1{,}0\,\delta^{5/3} + 0{,}3\,\delta^{7/3})$$
$$m_{ni} = 100\,(1 + 1{,}5\,\delta - 1{,}4\,\delta^{5/3} + 0{,}4\,\delta^{7/3})$$

en. Das Verhältniss des Momentes des Nickelpulvers zu dem des ulvers von gleicher Dichte ist also bei geringer Dichte $^1/_2$; es sich dem letzteren bei grösserer Dichte; mit wachsender Dichtigkt es bis auf $^1/_4$, steigt aber nachher wieder, so dass es z. B. in tem Metall nach Versuchen anderer Physiker (siehe den folgenschnitt), wieder die Hälfte von der des Eisens ist.

n sollte darnach auch annehmen, dass die magnetischen Mo- 622
on Pulvern, in welchen die Eisentheilchen dichter an einander n Folge dieser schwächenden Wechselwirkung der Theilchen bei den magnetisirenden Kräften langsamer zu dem Wendepunkt m Maximum ansteigen, als die Momente von Pulvern mit gen Eisengehalt [2]).

m entsprechend muss sich auch das Moment um so schneller dem unkt [3]) und dem Maximum nähern, je geringer die Magnetisir- des verwendeten Metalles ist, so also bei Pulvern von Nickel,

---

uerbach, Wied. Ann. **11**, p. 353, 1880*. — [2]) Siehe v. Walten- Wied. Ann. **7**, p. 415, 1879*. Vergl. auch Jamin, Compt. rend. **81**, 875* und Auerbach, Wied. Ann. **11**, p. 351, 1880*. Abweichungen können durch die grössere Härte des Eisenpulvers (Eisenfeile) bedingt he weiter unten). — [3]) Börnstein, Pogg. Ann. **154**, p. 336, 1875*.

Kobalt schneller als beim Eisen, welche z. B. alle drei aus ihre
Thonerde gemengten Oxyden durch Wasserstoff reducirt sind. Wi
Eisen in der indifferenten Masse sparsamer vertheilt, so nähert sic
Verhalten dem der schwächer magnetischen Metalle.

623 Vergleicht man die Momente von Pulvern und massiven S
so sind dabei die Bedingungen sehr complicirt[1]). Zunächst ist
Pulvertheilchen ein Conglomerat von vielen Molecularmagnete
sein Moment hängt von seiner Gestalt ab. Können sich die P
theilchen in der Masse drehen, in welche sie eingebettet sind, so
es auch von den Widerständen ab, die sich ihrer Drehung ent
stellen. Liegen die magnetisirbaren Theile nahe an einander, so k
sie in der Richtung der Axe einzelne zusammenhängende Fäden
und so ihr Moment im Verhältniss zu dem eines massiven Stab
gleicher Länge und gleichem Gewicht grösser sein u. s. f. Sind di
in eine Glasröhre eingeschlossenen Pulvertheilchen an ihren Stellen
und nur um ihren Schwerpunkt drehbar, so kann im Gegenthei
wohl ihr Gesammtmoment viel kleiner sein, als das eines gleich l
und gleich schweren, also viel dünneren Eisenstabes, in welchem
hin die schwächende Wechselwirkung der Theilchen durch das gr
Verhältniss der Länge zur Dicke compensirt werden kann. So betru
bei Versuchen von v. Waltenhofen (l. c.) der Magnetismus von
feilen höchstens $^1/_5$ von dem der massiven gleich schweren und glei
gen Eisenstäbe. — Die Verhältnisse sind also hierbei sehr unbes

624 Durch diese veränderlichen Verhältnisse kann es auch komme
das temporäre Moment der Feilspäne von weichem Eisen, welche
hin durch das Feilen auf ihrer Oberfläche gehärtet sind, ähnlich w
harter Stahlstäbe, langsamer wächst, das Maximum der Magnetisi
function später erreicht wird, als in Eisenstäben, und zugleich d
weichung von der Proportionalität mit der magnetisirenden Kra
ringer ist, als bei massiven Stahlstäben, die das schnellere Anstei
so hohem Grade zeigen[2]).

Die Anordnung der einzelnen Eisentheile zu Faden beim Ma
siren kann auch bewirken, dass Eisenfeilconglomerate bedeutende
manenten Magnetismus annehmen, dagegen Eisenfeile, welche du
differente Stoffe getrennt oder an ihrer Bewegung gehemmt sind
indem man sie mit Eisenchlorid zu einem dicken festen Brei a
kaum permanent magnetisirt werden.

---

[1]) Versuche, bei denen Pulver und massive Stäbe in eine Spirale e
werden, in welcher der magnetisirende Strom geschlossen und geöffn
können wegen des sehr verschiedenen Verlaufes der Inductionsströme i
keine vergleichbaren Resultate liefern, namentlich nicht für die perm
Momente. — [2]) v. Waltenhofen, Wien. Ber. [2] 61, p. 771, 1870*, v
Baur, Wied. Ann. 11, p. 394, 1880*, siehe §. 627.

...ängigkeit der temporären und permanenten Momente vom Stoff der Magnete.

... wiederholt ist auf den Unterschied des harten und weichen 625
...d weichen Eisens in Bezug auf die Magnetisirbarkeit hin-
...und erwähnt worden, dass cet. par. der Reihe nach jene
...i schwächeren magnetisirenden Kräften immer stärkere tem-
...mente und immer schwächere permanente Momente erhalten.
...Verschiedenheit hat schon Barlow[1]) gezeigt, indem er Eisen-
...täbe in der Richtung der Inclinationsnadel einer Magnetnadel
...Der Magnetismus der Stäbe wurde der Tangente des Ablen-
...els der Nadel proportional gesetzt.
...ren die relativen Werthe der temporären Momente bei

...eisen	100	Gewöhnl. Stahl (weich) . .	66
...n	48	„ „ (hart) . . .	53
...hl (weich) . . .	67	Gussstahl (weich)	74
(hart)	53	„ (hart)	49

...lbe Resultat hat auch J. Müller[2]) bei einigen Versuchen er-
... denen er zugleich das nach Aufhebung der magnetisirenden
...rückbleibende permanente magnetische Moment be-
...Er stellte von Westen her einer Magnetnadel eine Spirale
..., durch welche ein Strom von drei Bunsen'schen Elementen
... schob in dieselbe verschiedene Eisen- und Stahlstäbe von
...änge und 6 mm Durchmesser ein. Aus der Ablenkung der
...b sich:

	Temporäres Moment	Permanentes Moment (bleibende Ablenkung der Nadel)
...n	0,490	0
...isen . . .	0,474	0
...ahl . . .	0,404	3,5°
... Stahl .	0,393	7°
... .	0,259	9° (etwa 55 Proc. des temporären Magnetismus)
... .	0,220	1°

...ow, Phil. Trans. 1822, p. 117*; Gilb. Ann. 73, p. 229*. — [2]) J. Mül-
...Ann. 85, p. 157, 1852*.

626 Auch v. Waltenhofen[1]) hat bei verschiedenen Strominten mit dem §. 460 beschriebenen Apparat verschiedene Stahlstäbe vo 5 mm Durchmesser und 103 mm Länge auf ihr temporäres Mome prüft. Dasselbe entsprach bei schwächeren Intensitäten i der ma sirenden Kraft der empirischen Formel

$$m = c\,i^{4/3} d^{3/2} = c_1 i^{4/3} g^{3/4},$$

wo d der Durchmesser, g das Gewicht der Stäbe, c und c_1 Constant welche von der Natur der Stäbe abhängen. Diese Formeln gelt nähernd, bis der Stab etwa 1/4 des Maximums seines temporären M tismus erreicht hat. Die Magnetisirungsconstante c_1 war für:

	Glashart	Gelb	Blau angelassen
Wolframstahl	1000	—	—
Mayr's Gussstahl	1078	2116	3963
Huntsman's Stahl	1306	—	—
Mayr's Manganstahl	1445	—	—
Englischer Rundstahl	1425	3128	—
Englischer Stahldraht	—	—	—

Auch Hugo Meyer[2]) hat bei temporärer Magnetisirung cylindri Stäbe von englischem Gussstahl, polirtem Stahlstabe und weichem durch den Erdmagnetismus nach der §. 471 erwähnten Methode ein nahme der Magnetisirungsfunction $\varkappa$ mit wachsender Härte beob welche um so bedeutender ist, je dünner der Stab ist. Zuweilen indess, wenn etwa die Stäbe aussen sehr hart, innen noch weich sin Folge der Wechselwirkung der Schichten (vergl. §. 586), $\varkappa$ mit der den Leitungswiderstand gemessenen Härte abnehmen.

Hängt man gleich lange (100 mm) und gleich schwere (25 bis Stäbchen vertical an einer Wage über einer verticalen Spirale (z. B 9 cm Länge und 3 cm innerer Weite, von 180 Windungen von dickem Draht) auf, durch die man einen Strom eines Daniell' Elementes leitet, so kann man durch die schwächere oder stärker ziehung die Härte der Stäbchen bestimmen[3]).

627 Je nach der Härte des Eisens steigt auch der temporäre Mag mus verschieden schnell an.

---

[1]) v. Waltenhofen, Dingl. J. **170**, p. 346 u. 201, 1863*; Pogg. Ann p. 431, 1864*. — [2]) H. Meyer, Wied. Ann. **18**, p. 233, 849, 1883*. — [3]) v. W tenhofen, Dingl. J. **217**, p. 357, 1876*, **232**, p. 141, 1879*; Beibl. **3**, p

Nach Baur[1]) ist z. B. der relative Werth der durch Inductionsströme im Magnetisiren in Magnetisirungsspiralen gemessenen Magnetisirungs-function = M/I, wo M das Moment ist, für Stäbe aus elektrolytischem Eisen (EE) von 270 mm Länge, 4,0 mm Durchmesser, 7,70 g Gewicht und 5,00 specif. Gewicht, für einen dünnen, sehr weichen Eisendraht (ED) von 87 mm Länge, 0,6 mm Durchmesser, 0,22 g Gewicht und ein mit Eisenfeilen gefülltes Glasrohr (EP) von 260 mm Länge, 7 mm Durchmesser und 31,3 g Gewicht bei verschiedenen magnetisirenden Kräften in relativem Maass:

	7,29	14,00	20,48	34,82	64,87	124,75	336,76	442,90
EE	1,164	1,215	1,243	1,293	1,479	1,724	0,979	0,824
ED	0,545	1,357	1,756	1,900	1,279	0,700	0,267	0,198
EP	2,466	2,500	2,683	2,914	3,092	3,000	1,498	1,489

Das Maximum der Magnetisirungsfunction (der Wendepunkt) wird also in gewöhnlichem Eisen sehr schnell, in Eisenfeilen später, in elektrolytischem Eisen sehr viel später erreicht.

Indess ist hierbei auch die verschiedene Gestalt der magnetisirten Körper zu berücksichtigen.

Das Maximum des **permanenten Momentes** ist, wie schon von Coulomb[2]) beobachtet worden ist, um so grösser, je härter der angewandte Stahl ist. 628

Er benutzte dabei weiche Stahlstäbe, welche bis zu verschiedenen Temperaturen erhitzt und in Wasser von 15° C. gehärtet, und dann harte Stäbe, die bei verschiedenen Temperaturen angelassen waren, und magnetisirte sie durch Streichen bis zum Maximum. Er fand die Zeit für 10 Schwingungen bei einem weichen Stahlstab von 162 mm Länge und 14 mm Breite, der bei 15° zum Maximum magnetisirt war:

Temperatur vor der Härtung	15°	875	975	1075	1187
t	93″	93	78	64	63
Moment	1	1	1,42	2,11	2,18

Bis 875° bleibt die Magnetisirbarkeit des Stahles also nahezu constant; auch erscheint der Stab bei Behandeln mit der Feile nicht wesentlich gehärtet. Beim Ablöschen bei höheren Temperaturen nimmt die Magnetisirbarkeit schnell bis zum Doppelten zu.

Wurde der bei 1187° gehärtete Stab bei verschiedenen Temperaturen angelassen und wieder zur Sättigung magnetisirt, so ergab sich

Temperatur des Anlassens	15°	267	512	1250
t	63	64,5	70	93
Moment	2,18	2,07	1,77	1,00

[1]) Baur, Wied. Ann. **11**, p. 411, 1880*. — [2]) Coulomb, Biot, Traité de Physique, **3**, p. 108, 1816*.

Die Magnetisirbarkeit des gehärteten Stahles nimmt al
bei dem Anlassen bei 200 bis 300° ab; bei 1200° ist er ganz
früheren Zustand vor dem Härten zurückgekehrt.

629 Namentlich eine eigenthümliche Sorte von nicht sehr harte
vermag eine sehr bedeutende Menge von permanentem Magnetis
zubehalten, auf welche Weise er auch magnetisirt sein mag, so
lich der Stahl, aus welchem die nach der Elias'schen Methode
tisirten Logeman'schen Magnete verfertigt sind. Dieselben z
sich durch eine grosse Tragkraft aus (ein 0,5125 kg schweres
aus einer Lamelle trug z. B. 14,75 kg), und zeigen auch na
kehrung ihrer Polarität durch entgegengesetzte Magnetisirung
Verhalten [1]). — Auch der Wolframstahl nimmt sehr bedeutend
manenten Magnetismus an.

630 Nach Lamont nimmt ein 81,2''' langes, 1,5''' breites und
viereckiges Stahlstäbchen beim Magnetisiren mit zwei 25 pfündigen
folgende permanente Momente in absoluten Einheiten (mgr, mm,
je nachdem es in dem einen oder anderen Zustande magnetisirt

1) roh	$12{,}29 \cdot 10^6$
2) ganz hart	$9{,}45 \cdot 10^6$
3) blau angelassen . .	$12{,}68 \cdot 10^6$
4) ausgeglüht	$10{,}49 \cdot 10^6$

Hiernach erhält also ein angelassener Stahlstab das stärk
manente Moment. Dieselbe Stahlsorte behält auch den Magn
kräftiger bei, als ganz harter Stahl.

Verschiedene Stahlsorten nehmen nach Lamont ziemlich gle
permanenten Magnetismus an; englischer Gussstahl, schwedischer
dürften die geeignetsten sein [2]).

Das analoge Resultat folgt für verschiedene Eisen- und Stah
auch aus den Versuchen von J. Müller (§. 625).

631 Jamin [3]) hat eine Anzahl von 300 mm langen, 12 mm
30 mm breiten Stahlstäben auf ihren temporären und perm
Magnetismus untersucht, indem er von ihrem Ende einen Eis
von 1 mm Querschnitt und von solcher Länge abriss, dass sie
endlich anzusehen war. Die zum Abreissen erforderlichen Kräf
der Länge l der Stäbe proportional, so dass sich durch Divisi
selben mit l die „Polaritätscoefficienten" T und P für die te
und permanente Magnetisirung für gleich lange Stäbe ergaben, w

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. 80, p. 175, 1850*. — [2]) Lamont,
tismus, p. 253*. — [3]) Jamin, Compt. rend. 77, p. 89, 1873*.

	Kohlenarmer u. mittlerer Stahl		Kohlenreicher Stahl							
			Gussstahl		Dgl. ausgezogen		Dgl. gehämmert		Wolframstahl	
	T	P	T	P	T	P	T	P	T	P
thgluth gehärtet .	0,66	0,22	0,63	0,12	0,70	0,12	0,08	0,01	0,20	0,13
ngelassen	—	—	0,86	0,25	1,12	0,24	0,17	0,07	0,64	0,30
Blau	1,92	0,20	—	—	—	—	0,33	0,12	—	—
u	—	—	1,11	0,16	1,27	1,17	0,83	0,16	1,16	0,32
s Blau	—	—	—	—	—	—	1,23	0,28	—	—
n erhitzt . . .	1,52	0,01	—	0,14	0,50	0,10	1,49	0,13	1,55	0,19

ittlere und kohlenstoffarme Stahlsorten muss man also härten, sie nachher anzulassen, kohlenstoffreiche Stahlsorten und geerte, die sehr hart werden, muss man anlassen, je nach der Härte er oder stärker, um ihnen eine möglichst grosse permanente Magneg ertheilen zu können.

uch Fromme[1]) hat 8 Stahlstäbe, 100 mm lang und resp. I — IV 632
V — VIII 2 mm dick, erhitzt und in Wasser gehärtet. Durch die mung des Wassers wurde ihre Temperatur vor der Abkühlung ernd berechnet.

und V blieben hart, II und VI waren gelb, III und VII blau, IV III bis zum Verschwinden angelassen. Diese Stäbe wurden alle Streichen zur Sättigung magnetisirt und ihr Moment aus der gungsdauer v und ihrem Gewicht zu g/v^2 berechnet. Es ergab sich:

	Roh	Gehärtet	t		Roh	Gehärtet	t
I.	660	1982	1202°	V.	232	413	1125
II.	630	1508	1242°	VI.	234	448	1467
II.	624	1118	1174°	VII.	263	440	947
V.	606	1051	1205°	VIII.	227	475	1190

ei den dickeren Stäben nimmt also das permanente Maximalt mit der Härte zu, bei den dünneren aber, ähnlich wie Ruths olgenden Paragraphen) gefunden, wenn auch nicht bedeutend, ab.

uths[2]) schliesst aus seinen Versuchen, bei denen freilich der mag- 633
nde Strom geschlossen und unterbrochen wurde, während die zu isirenden Stäbe in der Magnetisirungsspirale lagen:

Fromme, Göttinger Nachr. 1876*, 15. März, p. 157*. — [2]) Ruths, mus weicher Eisencylinder und verschieden harter Stahlsorten, Dort1876*; Beibl. 1, p. 72*; s. auch Gaugain, Compt. rend. 76, p. 86, 1873*.

I. 1) Der temporäre Magnetismus nähert sich in
Stäben mit wachsendem Dimensionsverhältniss α der Länge zu
schneller einem Maximum; 2) in weichem Stahl wird ein grösse
ment erzeugt als in hartem; 3) in ersterem kommt das tempor
ment zuerst eher dem Maximum nahe als in letzterem; 4) spät
nähert es sich im harten Stahl schneller dem Maximum, wel
beide Stahlsorten gleich und annähernd im Verhältnisse der V
der Stäbe zu stehen scheint.

II. 1) Der permanente Magnetismus erreicht in
Stäben eher ein Maximum, als in harten; 2) erstere besitzen
ringeren magnetisirenden Kräften ein grösseres permanentes Mo
letztere; 3) bei Stäben, für die $\alpha < 30$ bis 40 ist, überholt bei gr
magnetisirenden Kräften das permanente Moment der harten Stä
jenige der weichen, so dass für $\alpha < 30$ bis 40 das permanente
der harten, für $\alpha > 30$ bis 40 das der weichen Stäbe einen gr
Maximalwerth erreicht.

4) Für dünne harte (gleich lange) Stäbe ist das Maximal
annähernd dem Volumen proportional, nicht für weiche und di
denen das Maximum mit der zunehmenden Dicke abnimmt.

634 Nach Trève und Durassier[1]) nehmen Stahlstäbe von ver
nem Kohlegehalt nach Erhitzen auf 767°, 800°, 776° und Ablös
Wasser von I 10°, II 100° und III in Oel von 100° die folgenden
von permanentem Magnetismus an:

Kohlegehalt	I	II	III
0,950 Proc.	47	44	43
0,550	45	30	37
0,500	42,5	30	37
0,450	33,5	22	29
0,250	13	10	12

Mit wachsendem Kohlegehalt steigt also bei gleicher Beh
das permanente Maximalmoment, indess bei einem Gehalt über 0,
nur noch wenig. Die Art der Härtung hat nicht viel Einfluss,
scheint meist das permanente Moment beim Härten in heissem
etwas geringer, als beim Ablöschen in kaltem Wasser oder Oel.

635 In ähnlicher Weise findet Th. Gray[2]) durch Ablenkun
Magnetspiegels, dass das permanente Moment pro Gramm bei 5
gen, in einer Spirale magnetisirten Stäben von 2,27 g Gewicht
soluten Einheiten betrug, als der Stab glashart war 20,22, gel
lassen 17,18, blau 11,29, roh 12,09. Dem entsprechend nehmen di

[1]) Trève et Durassier, Mondes 28, p. 587, 667, 1875*. — [2]) Gr
Mag. [5] 6, p. 321, 1878*; Beibl. 3, p. 37*.

tere Versuche über den Einfluss der Art der Härtung und des 636
s sind von Strouhal und Barus[1]) angestellt.
hte von englischem Silberstahl aus Sheffield wurden in Glasröhren
und darin in einer Magnetisirungsspirale von 22.3 cm Länge
m innerem, 5.3 cm äusserem Radius mit 10 Lagen von je etwa
ungen magnetisirt. Da der längste Draht 10 cm lang war,
ich die auf ihn wirkende Scheidungskraft nur um 3 bis 4 Proc.
allmähliche Anwachsen und Verschwinden der Ströme in der
irungsspirale wurde durch Anlassen und Ausrücken des Motors
ıamoelektrischen Maschine bewirkt. Indess ist dabei zu beden-
die Ströme dieser Maschine beständig ihre Intensität wechseln
ach die Molecüle des Eisens in gewissen Bahnen bei ihrer Ein-
immerwährend hin und her gedreht werden.
den grossen angewandten Kräften war das Maximum der Magne-
erreicht. Das Moment der Drähte wurde durch Ablenkung ...
iegels in erster und zweiter Hauptlage gemessen.
Härte y der Drähte wurde ihrem mittelst der Wheatston...
htcombination bestimmten Leitungswiderstande bei 20° C. pro-
gesetzt. Durch Vergleichung der Widerstände ...
rselben konnte ihre Homogenität untersucht werden.
glasharten Drähte wurden frisch magnetisirt und ...
nus bestimmt: dann wurden sie 1, 2, 3, 4 ...
mpf, darauf 20, 40 Minuten, 1, 3, 7 Stunden ...
(etwa dem gelb anlassen entsprechend) ...
tunde in schmelzendem Blei bis 330° ...
end) erhitzt und endlich in einem ...
Eisenhammerschlag ausgeglüht ...
Anlassens wurden die ...
d) untersucht.
den zahlreichen Versuchen ...
ute Härtegrad, α das mittlere ...
Magnetismus der Magnete ...

Strouhal und Barus, Ueber den Einfluss der ... Magnetisirbarkeit etc. Stahls. Würzburg ...
...mann, Elektricität. III.

Draht A	α	24	49	70
	y	1	2	3
Glashart	17,3	33,7	43,0	45,0
1 Stunde bei 100⁰	16,4	33,3	42,0	44,3
3 Stunden bei 100⁰	15,6	32,7	41,0	43,3
6 Stunden bei 100⁰	15,3	32,2	40,1	42,7
10 Stunden bei 100⁰	15,1	32,1	40,2	42,7
20 Minuten bei 185⁰	13,4	32,2	42,8	45,9
1 Stunde bei 185⁰	12,9	34,1	45,1	48,1
3 Stunden bei 185⁰	12,4	36,1	48,8	52,6
7 Stunden bei 185⁰	11,8	37,9	53,3	57,3
13 Stunden bei 185⁰	11,4	39,9	57,1	61,3
1 Minute bei 330⁰	9,4	39,4	70,5	80,5
1 Stunde bei 330⁰	8,8	36,3	74,0	86,4
Ausgeglüht	7,3	8,0	31,9	53,0

Draht B	α	20	37	57	68	120
	y	5	6	7	8	9
Glashart	16,8		43,9			53,5
1 Stunde bei 100⁰	15,7		43,1			52,8
3 Stunden bei 100⁰	14,9		42,5			51,8
6 Stunden bei 100⁰	14,5		42,0			50,8
10 Stunden bei 100⁰	14,3	29,6	41,1	46,4	47,8	51,0
20 Minuten bei 185⁰	12,5	29,1	43,6	48,9	51,3	55,0
1 Stunde bei 185⁰	12,0	30,0	45,6	51,5	53,7	58,0
3 Stunden bei 185⁰	11,4	31,8	49,3	55,9	58,2	63,1
7 Stunden bei 185⁰	10,8	34,7	53,0	61,0	64,1	69,0
13 Stunden bei 185⁰	10,5	35,2	56,2	65,1	69,1	73,1
1 Minute bei 330⁰	8,7	31,5	60,9	78,5	84,0	94,0
1 Stunde bei 330⁰	8,1	29,8	61,1	82,5	89,8	102,6
Ausgeglüht	6,8	3,7	23,7	45,7	54,7	80,7

Bei gestreckten, gesättigten Magneten nimmt also das spec[illegible] permanente Moment beim ersten Anlassen bei höherer Temperat[illegible] stetig bis zu einem Minimum ab, dann bei fortgesetztem Anlassen [illegible] bis zu einem Maximum zu und fällt wieder beim Ausglühen.

Das Minimum tritt bei allen Magneten unabhängig von dem Dimensionsverhältniss nahezu bei demselben, durch die Siedetemperatur des Wassers hervorgerufenen Grad des Anlassens ein. Die Lage des Maximums rückt dagegen gegen immer geringere Härtegrade vor und ist um so grösser, je gestreckter die Magnete sind. Bei sehr gestreckten Magneten kann dasselbe mehr als doppelt so gross werden, wie das permanente Moment der glasharten Stäbe. Bei Anwendung verschiedener Drähte ergeben sich etwas abweichende Resultate.

Kurze und dicke Magnete, für welche $\alpha < 20$ ist, zeigen ein ähnliches Verhalten, indess verflacht sich bei kleinerem α das Maximum und tritt bei grösseren Härtegraden ein. Stahldrähte sind bei geringem α im glasharten, bei grossem α im weichen Zustand am stärksten magnetisirbar.

Lässt man geschmolzenes Gusseisen in eine Form fliessen, die in 637
einer vom Strom durchflossenen Spirale steht, so zeigt dasselbe ebenfalls sogleich einen starken temporären Magnetismus; nach dem Erstarren bleibt es schwach temporär magnetisch [1]).

Mechanische Härtung vermehrt die Coercitivkraft des Stahles. 638
So fand Coulomb [2]), dass ein 6 Zoll langer, 57 Gran schwerer, durch den Doppelstrich bis zur Sättigung magnetisirter eiserner Draht in 18 Secunden eine Oscillation machte, als er frei aufgehängt wurde. Wurde er bis zum Zerreissen gedrillt und wieder zur Sättigung magnetisirt, so machte er eine Oscillation in 6 Secunden, hatte also einen neun Mal stärkeren permanenten Magnetismus erhalten, als vorher.

Kalt gewalztes Schmiedeeisen nimmt nach Airy [3]) beim Schlagen unter Einfluss des Erdmagnetismus etwa im Verhältniss von 6 : 5 mehr Magnetismus an, als heiss gewalztes, letzteres verliert dagegen beim Liegen in derselben Zeit mehr Magnetismus. Der Verlust in den ersten Tagen betrug etwa $^1/_3$ des Gesammtmagnetismus.

Cheesman [4]) hat Drähte mittelst Ziehen durch verschieden feine Löcher oder Klopfen gehärtet und magnetisirt. Bei Versuchen über den temporären Magnetismus derselben, welcher durch die Ablenkung eines Magnetspiegels beim Magnetisiren der etwa 100 mm langen Drähte nach Schliessen des Stromes in einer Spirale bestimmt wurde (wobei also Inductionsströme auftraten), fand Cheesman, dass bei gleicher magnetisirender Kraft die weichen Eisendrähte ein grösseres temporäres Moment besitzen, als die mechanisch durch Zug gehärteten, indess nur bei sehr kleinen Kräften das permanente Moment eines harten Eisendrahtes kleiner ist, als das eines weichen. Bei Stahlstäben mit grösseren Axenverhältnissen ist bei schwachen und starken Kräften das permanente Moment

1) Trève, Compt. rend. 68, p. 258, 1869*. — 2) Coulomb, Mém. de l'Acad. des sciences, 1784, p. 266*. — 3) Airy, Phil. Mag. [4] 25, p. 151, 1863*. — 4) Cheesman, Wied. Ann. 15, p. 205, 1882*.

weicher Stäbe grösser, als das harter, bei kleinem Axenverhält
dagegen das permanente Moment härterer Stäbe grösser ausser b
schwachen Kräften.

Analoge Resultate ergeben sich beim permanenten Magnetisi
Drähte durch einen Magnet. Dieselben wurden wiederholt auf d
eines vertical stehenden Hufeisenmagnetes gelegt, einige Male um i
gedreht, vertical nach oben abgerissen und bis ausserhalb der Wi
sphäre des Magnetes entfernt. Das permanente Moment wurd
Ablenkung eines Magnetspiegels bestimmt.

So nimmt ein 100 mm langer Eisendraht nach wied
Ziehen immer mehr permanenten Magnetismus für die Gewicht
an (nach achtfachem Ziehen etwa 1,6 mal mehr); nach wiede
Klopfen steigt das Moment z. B. auf das 1,5 fache, nach wiede
Biegen auf das 1,7 fache.

Stahldrähte verhalten sich anders. Durch Gewichte belast
zerrissene oder gehämmerte Drähte nehmen um so weniger perm
Magnetismus an, je härter sie sind, vorausgesetzt, dass das Axen
niss grösser ist; sie nehmen beim Härten mehr Magnetismus an
das Axenverhältniss kleiner ist, als ein bestimmter Uebergangswe
wuchs z. B. das specifische Moment eines Drahtes von 21 cm Läng
verhältniss 1 : 13,7 bis 14,3) beim Härten durch Zug mittelst 70
80 bis 102; bei der Länge von 120 mm (Axenverhältniss 1 : 78 b
nahm es dabei von 742 auf 522 ab u. s. f.

Durch Ausglühen werden die mechanisch gehärteten Drä
ihren früheren Zustand vor dem Härten gebracht, so dass da
Unterschied zwischen Eisendrähten einerseits und Stahldrähten v
schiedenem Axenverhältniss andererseits im entgegengesetzten Si
vortritt wie beim mechanischen Härten.

Diese Erscheinungen sind also ganz ähnlich wie die beim
und Anlassen von Drähten durch Temperaturänderungen. Sie
dess in beiden Fällen sehr complicirt, da man nicht annehme
dass dabei die Drähte und Stäbe im Inneren denselben Aggreg
zustand erhalten, wie aussen. Deshalb braucht auch die Aen
der galvanischen Leitungsfähigkeit der Drähte durch Härtung n
der Aenderung der Magnetisirbarkeit parallel zu gehen, indem i
Fall die Wechselwirkung der inneren und äusseren Theile in gan
rer Weise zu Tage tritt, wie im letzteren.

639 Aehnliche Resultate, wie an nicht in sich geschlossenen Ma
kann man auch bei Messung der Tragfähigkeit hufeiserner Magnet
ten. Wir schliessen dieselben des Zusammenhangs wegen hier gl

Pictet[1]) strich hufeisenförmige, mit einem Eisenanker ve
Lamellen an einem guten Elektromagnet. Bei einem Gehalt v

[1]) R. Pictet, Arch. de Genève [3] 6, p. 113, 1881*; Beibl. 6, p.

$1\,^1/_4$, $^7/_4$ Proc. Kohle waren die Maxima der Magnetisirung ca. 1960, 2750, 3650. Steyerischer Stahl mit Mangan nahm die Magnetisirung 2500, feiner französischer Stahl 2834, der deutsche Uhrfederstahl (Cementstahl und Eisen mit wenig Kohle) 3750 an.

Eine mittlere Kohlenmenge scheint also für die Magnetisirung am günstigsten zu sein.

In Frankreich wird der Allevardstahl als der für Herstellung von Magneten geeignetste angesehen.

Eine weitere Ausführung dieses Gegenstandes bietet mehr technisches Interesse.

Auch elektrolytisch niedergeschlagenes Eisen nimmt 640
beim Magnetisiren durch äussere Kräfte starken permanenten Magnetismus an, wie wir schon §. 533 erwähnt haben. Selbst nach dem Ausglühen kann es bei dem Magnetisiren denselben zum Theil (etwa die Hälfte) wieder erhalten, wenn es ihn auch beim Erschüttern leicht verliert [1]).

Um die Coercitivkraft von derartigen Magneten noch weiter zu untersuchen, welche schon während ihrer Bildung magnetisirt wurden, stellte Beetz [2]) einen starken Haarlemer Magnet mit seinen Polen vertical über einander auf, und brachte an beide horizontale Platten als Halbanker, zwischen welche zwei Bechergläser gestellt waren. In denselben standen auf gefirnissten Eisenklötzen überkupferte Wachskerzen, welche oberhalb durch ähnliche, am oberen Halbanker befestigte Eisenklötze in verticaler Lage erhalten wurden. Um jede Wachskerze wurde im zugehörigen Glase eine Eisendrahtspirale gelegt. Nach Füllung der Gläser mit Eisenlösungen wurde durch die Eisendrahtspiralen und die Kupferhüllen der Wachskerzen ein Strom von einem Leclanché-Element geleitet, so dass die letzteren als negative Elektroden dienten und sich elektrolytisches Eisen auf ihnen abschied. Dasselbe wurde sofort durch die Wirkung des Magnets polar. Das Eisen wurde I. aus einer Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul und Salmiak nach Böttger [3]) (sehr hart), II. aus Lösung von Eisenvitriol und schwefelsaurer Magnesia [4]), welche durch kohlensaure Magnesia neutralisirt war, specif. Gew. 1,270 (schwarz, mit rauhen Kanten), niedergeschlagen.

Bei einem folgenden Versuch wurde reine Lösung von Eisenchlorür IV. gleichzeitig mit der salmiakhaltigen Lösung III. elektrolysirt. Die so erhaltenen Stäbe ergaben durch Ablenkung eines Magnets die specifischen (auf die Gewichtseinheit berechneten) permanenten Magnetismen P und nach dem Magnetisiren in einer Spirale die permanenten Magnetismen P_1 bei nahezu gleichen Gewichten G wie folgt:

---

[1]) Holz, Pogg. Ann. 154, p. 67, 1875; p. 472, 1875*; vergl. auch dagegen Beetz, Pogg. Ann. 155, p. 472, 1875*. — [2]) Beetz, Pogg. Ann. 152, p. 484, 1874*. — [3]) Böttger, Pogg. Ann. 67, p. 117, 1846*. — [4]) Klein, Bullet. de Petersb. 13, p. 48, 1868*.

	I.	II.	III.	IV.
G	7,47	6,46	0,716	0,660
P	214,5	59,0	931,4	215
P_1	256,0	65,5	1466	267

Die aus salmiakhaltigen Lösungen gewonnenen Eisenmassen nehmen also viel stärkeren permanenten Magnetismus an. Dabei sind die aus salmiakfreien Lösungen erhaltenen Massen nie regelmässig; aus der Eisenchlorürlösung scheiden sich auf dem ersten schwach magnetischen Absatz einzelne kürzere oder längere Längsblättchen von Eisen ab, welche für sich einen sehr hohen specifischen permanenten Magnetismus (374,7, während derselbe für die besten langgestreckten permanenten Magnete etwa 1000 ist) besitzen und für sich einzelne Magnete darstellen, so dass der ganze Magnet Folgepunkte zeigt. Diese Unregelmässigkeiten sind wahrscheinlich durch eine Veränderung der salmiakfreien Lösungen bedingt, die bei der Elektrolyse trübe werden, Schlamm abscheiden u. s. f.

641 Die folgende Tabelle giebt nach Claus[1]) einen Ueberblick über die durch verschiedene Stromintensitäten I erhaltenen temporären (T) und permanenten (P) Momente nahe gleich gestalteter, ausgeglühter und gleichmässig abgekühlter Magnete aus galvanoplastisch niedergeschlagenem Eisen:

	Blankes russ. Eisen	Blaues russ. Eisen	Eisen aus Eisenchlorür	Eisen aus ammoniak. Lösungen	Eisen aus Eisenalaun	Eisen aus Eisenvitriol (ungeglüht)	Eisen aus [illegible]
				$I = 114{,}66$			
T	601,44	494,55	196,59	497,60	663,70	388,74	37,26
P	407,53	81,21	79,94	124,46	353,87	243,54	13,6[illegible]
				$I = 176{,}79$			
T	889,06	779,24	313,40	807,87	860,54	633,50	64,17
P	530,46	93,29	127,63	162,73	414,35	358,94	[illegible]
				Entmagnetisirung			
$I =$	— 62,62	— 32,82	— 43,38	— 30,83	— 36,27	— 71,77	— [illegible]
P	34,77	52,27	45,93	59,83	80,43	12,51	[illegible]

[1]) Clauss, Dissertation, München 1882*; Beibl. 6, p. 696*.

Ausser dem Eisen nehmen auch Nickel und Kobalt temporären und 642
ermanenten Magnetismus an.

Das Verhältniss der magnetischen Momente des Nickels, obalts und Eisens ist mehrfach, jedoch selten mit reinen Maerialien bestimmt worden. So liess Gay-Lussac[1]) eine Magnetnadel ür sich und über gleich grossen Eisen- und Nickelplatten schwingen. ie Schwingungsdauer von je 10 Schwingungen betrug 131, 60 bis 5 und 77 bis 78 Secunden, wonach sich die im Eisen und Nickel induirten Momente etwa wie 2 : 1 verhielten. — Lampadius[2]) fand die nziehung dreier gleich schwerer, an einer Wage aufgehängter Stücke on Frischeisen, Nickel und (unreinem) Kobalt durch einen Magnet im erhältniss von 55 : 35 : 25. Legirungen von Nickel mit Platin und Gold igten nahezu denselben Magnetismus wie Nickel.

Nach Biot[3]) würde eine Nickelnadel von möglichst reinem Metall, it demselben Magnet bis zur Sättigung gestrichen, wie eine gleich osse Stahlnadel, ein Drittel des permanenten Magnetismus der letzeren behalten.

Nach E. Becquerel[4]) soll bei gleicher Dichtigkeit, d. i. wenn in nem gleichen Volumen gleiche Gewichtsmengen der verschiedenen toffe, z. B. als Feilspäne, enthalten sind, der in dem weichen Nickel erugte specifische Magnetismus dem des weichen Eisens gleich sein nd sich Kobalt wahrscheinlich ebenso verhalten.

Aus einigen Versuchen, die Arndtsen[5]) mittelst des Diamagnetoeters (vergl. d. Cap. Diamagnetismus) angestellt hat, würde folgen, dass ie temporären und permanenten Momente M und P eines Streifchens ickelblech mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes sich hr bald einem Maximum nähern. Dieselben sind bei Anwendung der absolutem Maass gemessenen Intensitäten I der magnetisirenden räfte:

I	38,05	195,91	325,92	420,88	573,62
M	148,84	197,12	202,17	202,14	205,45
P	37,31	85,59	90,64	92,61	93,62

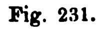
Bei Vergleichung dieser Momente mit denen eines gleich gestalteten enstabes lässt sich aus den Versuchen von W. Weber (§. 518 u. f.) echnen, dass bei sehr schwachen magnetisirenden Kräften das Moment Nickelstabes an 5 mal grösser, bei stärkeren Kräften aber kleiner ist, das des Eisens. — Es müssten also die Theilchen des Nickels stärker durch die magnetisirenden Kräfte bewirkten Drehung in die magische Lage folgen, aber an und für sich ein schwächeres magneti-

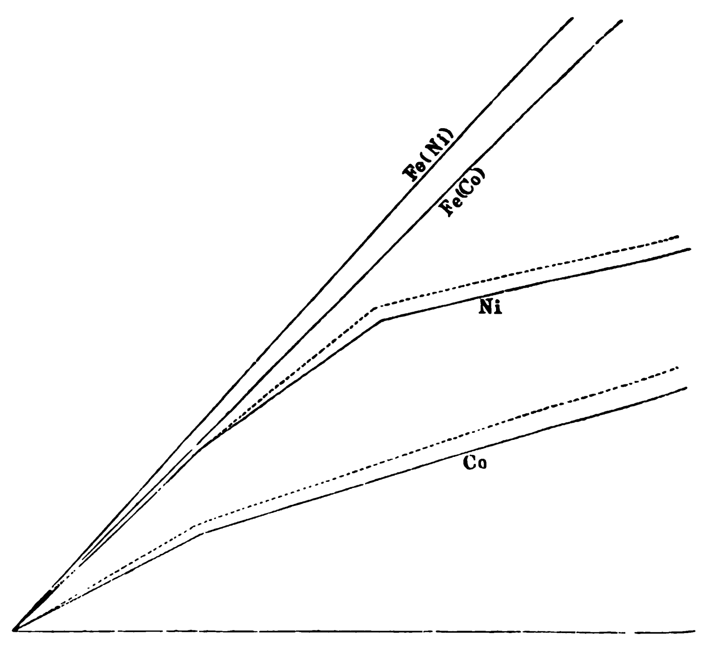
Gay-Lussac, Ann. de Chim. et de Phys. 25, p. 119, 1824*. — [2]) Lamus, Schweigg. Journ. 10, p. 174, 1814*. — [3]) Biot in Hauy, Traité de 2, p. 126, 1806*. — [4]) E. Becquerel, Compt. rend. 20, p. 1708, 1845*. — ndtsen, Pogg. Ann. 104, p. 606, 1858*.

sches Moment besitzen, als die des Eisens. — Aehnliche Resultate Plücker[1]) beim Kobalt erhalten (vergleiche das Capitel Diamag tismus).

643 Genauere Bestimmungen mit möglichst reinen Metallen ha Hankel und H. Becquerel ausgeführt.

Hankel[2]) verglich die Momente eines Nickelstabes von 168 Länge, 40,6 mm Breite, 13,3 mm Dicke und eines Kobaltstabes von


Fig. 231.



selben Länge und Breite und 11 bis 12 mm Dicke mit denen sehr n gleichgestalteter Eisenstäbe Fe (Ni) und Fe (Co) beim Einschieben Magnetisirungsspiralen durch die Ablenkung eines Magnetspiegels. I zeichnen in beifolgender Zeichnung die Abscissen die Intensitäten d magnetisirenden Stromes, so geben die ausgezogenen Linien die dir beobachteten Werthe der temporären Magnetismen; die punktirt die auf gleiche Volumina reducirten Magnetismen der zwei unt suchten Metalle, welche unter der Voraussetzung berechnet wurd dass die Magnetismen den Cubikwurzeln aus dem Volumen propor nal sind.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 91, p. 1, 1854*. — [2]) Hankel, Ber. d. k. s. Ges., Math. phys. Klasse, 27, p. 189, 1875*; Wied. Ann. 1, p. 285, 1877*.

Beim Kobalt steigt, wie beim Eisen, der temporäre Magnetismus zuerst etwas schneller an, als der Proportionalität mit der Stromstärke entspricht; dagegen nähert sich die Curve für das Nickel dem Parallelismus mit der Abscissenaxe früher als die für das Kobalt, so dass bei höheren magnetisirenden Kräften vielleicht letzteres ein stärkeres temporäres Moment annimmt. Der permanente Magnetismus des Nickels ist sehr klein, der des Kobalts ist merklicher. Bei Einwirkung abwechselnd gerichteter magnetisirender Kräfte zeigen sich ähnliche Erscheinungen wie beim Eisen.

H. Becquerel[1]) hat theils durch Schwingungen von gleich ge- 644
stalteten Stäbchen zwischen Magnetpolen, theils mittelst der elektromagnetischen Wage die Momente bestimmt. Bei anderen Versuchen wurden die zu vergleichenden Stäbchen horizontal in 7 bis 8 cm Entfernung über einander in einen Rahmen in einem Winkel von etwa 10° gegen einander eingefügt und ihre Einstellung vor einem Magnet theils einzeln, theils vereint bestimmt. Sind ψ und φ die Winkel zwischen den letzteren und ersteren Einstellungen, sind M und F die freien Magnetismen, so ist $M \sin \psi = F \sin \varphi$.

So wurden sieben, theils viereckige, theils runde, verschieden harte Nickelstäbe von etwa 46,8 bis 80,6 mm Länge (zwei Sorten), zwei Kobaltstäbe (66,2 mm lang, 9 mm dick und 92,5 mm lang, 0,8 mm dick) und ein englischer Stahlstab (66,5 mm lang) mit gleich langen und ähnlich gestalteten, gleich schweren Eisenstäben, auch auf gleiche Gestalt gebrachte Conglomerate von Nickel- und Eisenfeilen, theils rein, theils mit [illegible]0 Proc. Zinkfeilen gemischt, mit einander verglichen. Aus den Versuchen folgt:

Bei gewöhnlicher Temperatur nimmt das Verhältniss des Magnetismus des Nickels zu dem des Eisens mit wachsender Stromintensität bis [illegible] einem Minimum ab, wächst dann zu einem Maximum und nimmt wieder bis zu einer unteren Grenze ab. Die Aenderungen des Verhältnisses erscheinen für um so kleinere Aenderungen der Stromintensität, [illegible] dünner die Stäbe relativ zu ihrer Länge sind.

Kohlenhaltige und geschmiedete Stücke von Nickel, welche eine starke Coercitivkraft haben, zeigen diese Aenderungen stärker als reine Nickelstücke. Bei ersteren sinkt das erwähnte Verhältniss bis etwa 0,4, steigt [illegible] etwa 0,75 und fällt dann wieder auf etwa 0,2. Der Grund hiervon [illegible] dass die Nickelstäbe sich schneller sättigen als das Eisen, was auch [illegible] Hankel's Versuchen folgt; während also der temporäre Magnetismus des letzteren noch steigt, der des ersteren sehr nahe constant ist. [illegible] sehr langen Stäben (Drähten) tritt dies schon bei schwächeren Intensitäten ein.

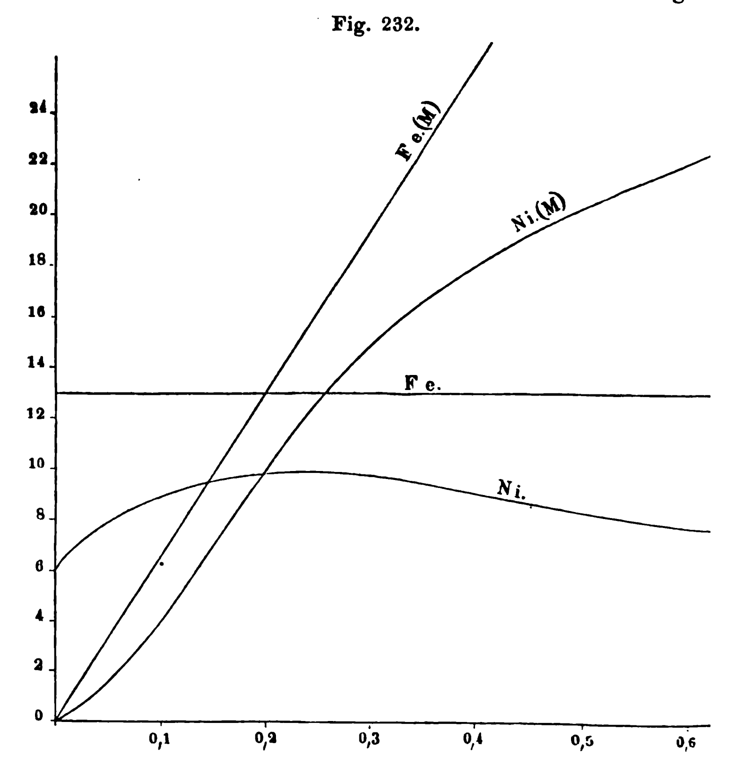
---

[1]) H. Becquerel, Compt. rend. 88, p. 111*; Ann. de Chim. et de Phys. [illegible], p. 227, 1879*; Beibl. 3, p. 369*.

Das Verhältniss des Magnetismus der Stäbe zur magnetisii Kraft erreicht bei viel schwächeren Kräften ein Maximum (den V punkt) beim Eisen, als beim Nickel der ersten Sorte; und zwar die Intensitäten hierbei für den Wendepunkt beim Eisen, resp. Nickel nahe bei denen, die oben das Maximum und Minimum de hältnisses der in beiden Stäben erzeugten Magnetismen ergaben.

Beim Ausglühen nähern sich die Eigenschaften des Nickel Eisens einander. Weiche Nickelstäbe der zweiten Sorte verhalte sehr nahe wie Eisen. — Die Unterschiede zwischen den Magne

Fig. 232.



des Eisens und Nickels sind um so grösser, je näher beide dem gungspunkt sind. — Feilspäne verhalten sich bei sehr schwachen netisirenden Kräften nahe gleich. Bei höheren Temperaturen w dieselben wesentlich von einander ab.

Auch Gusseisen und Stahl sättigen sich schneller als weiches entgegen den Resultaten des Verfassers.

Kobalt verhält sich ähnlich wie Nickel, nur scheint es b Sättigung mehr Magnetismus anzunehmen als das letztere.

Die Curven *Ni (M)* und *Fe (M)* auf Fig. 232 geben die Zu der Momente des Nickels und Eisens mit wachsender magnetisi

raft, die Curven *Ni* und *Fe* die durch die Kräfte dividirten Momente ach den Versuchen an der Drehwage mit einer viereckigen Nickelstange nd einer gleich gestalteten Stange von schwedischem Eisen. Als Abissen dienen die magnetisirenden Kräfte (die an einer Sinusbussole abgelesenen Intensitäten).

Gaiffe[1]) hat nahe gleich gestaltete Platten von verschiedenen 645 elektrolytisch abgeschiedenen Metallen, theils hart, theils geglüht, auch geschmiedet, gleichartig magnetisirt und darauf sogleich durch die Ablenkung α einer Magnetometernadel auf ihren permanenten Magnetismus geprüft, und dann nochmals nach den Zeiten $t = 36$ und 72 Stunden. So ergab sich α:

	$t = 0$		$t = 36$		$t = 72$	
	Ni	Co	Ni	Co	Ni	Co
arte Platte	2,15	5,30	1,45	5,00	1,30	4,45
eiche Platte	5,20	11,00	3,30	9,30	3,05	9,00
eiche und gehämmerte Platte .	7,00	14,45	6,00	14,00	5,30	13,30
eich, magnetisirt, nochmals weich gemacht	—	—	—	—	0,05	1,55
eich, magnetisirt u. gehämmert .	—	—	—	—	0,25	6,00

Einige Stücke Kobalt nahmen mit der Zeit ohne weitere Behandlung eine stärkere Magnetisirung an. Vielleicht könnte der in den Metallen unmittelbar nach der elektrolytischen Darstellung enthaltene asserstoff die schwächere anfängliche Magnetisirbarkeit bedingen.

Die durch Ablenkung einer Magnetnadel gemessenen Momente M 646 es parallelepipedischen Stahlmagnetes und eines gleich gestalteten ickelmagnets, sowie die auf die Gewichtseinheit bezogenen Momente M_g selben, betragen nach Wild[2]) nach dem Magnetisiren mit einem sehr rken Elektromagnet:

Nickel . . . . $M = 471 . 10^4$ $M_g = 188\,000$
Stahl . . . . $1104 . 10^4$ $368\,000$

ür Wolframstahl ist M_g etwa 447 000 bis 594 000.

ach zweitägigem Liegen hat der Nickelmagnet nur noch das Mo- $M_g = 170\,000$, der Stahlstab 366 000, so dass der Nickelstab

aiffe, Compt. rend. 93, p. 461, 1881*; Beibl. 5, p. 896. — [2]) Wild, e St. Petersbg. 10, p. 439, 1877*; Beibl. 1, p. 418*.

10 Proc. an Kraft verlor, letzterer nur sehr wenig. Nach $2^1/_2$ M hatte sich das Moment des Nickelstabes M_g um über 30 Proc. dert, das des Stahlmagnetes um etwa nur 3 Proc.

Bei der Magnetisirung durch eine Spirale beträgt der te Magnetismus des Nickels etwa das Doppelte des permanenten. di des temporären Magnetismus des harten Stahls und ein Vie temporären Magnetismus des weichen Eisens. Das Verhältniss manenten und temporären Magnetismus im Nickel ist etwa das wie im harten Stahl.

647 Wir fügen der Vollständigkeit halber gleich hier die folgen suche bei. Rowland[1]) hat den Magnetismus geschlossener Nickel- und Stahlringe von kreisförmigem Querschnitt bestimmt, mit einer Spirale umgeben waren. Der magnetisirende Strom durch einen Commutator, eine Tangentenbussole, sodann durc zweiten Commutator, verschiedene Widerstandsrollen und die geleitet. Auf den Eisenring war ausserdem eine kleine, mit ein vanometer verbundene Spirale von n_1 Windungen geschoben, in d Umkehren der Richtung des magnetisirenden Stromes ein Strom wurde, dessen Intensität i_1 gemessen wurde. Jeder Ring darf n mal bei aufsteigender Magnetisirung untersucht werden.

Zur absoluten Messung war in den Kreis des inducirten noch ein Drahtring von n Windungen und dem Radius R einge welcher auf einer h talen Ebene lag u Umkehren um 180 Strom von der In i lieferte. Ist E sammtkraft des E netismus, φ der tionswinkel, ist Moment des Ringe der Inductionsspir portional, so ergi

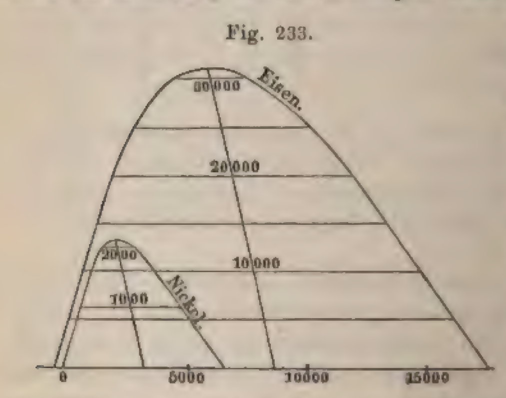


Fig. 233.

$$\frac{2\, n_1\, M}{2\, n\, \pi\, R^2\, E \sin \varphi}$$

woraus sich M berechnen lässt. Aus dem Werth M lässt sich di netisirungsfunction $\mu = M / 4\, \pi\, a\, R$, wo R die gesammte magnet Kraft der Spirale, a der Querschnitt des Ringes ist, oder die vo son aufgestellte Magnetisirungszahl k ableiten (§. 381).

Erst wurde der magnetisirende Strom geöffnet. Der Ind strom ergab die Differenz des temporären und remanenten Magn

[1]) Rowland, Phil. Mag. [4] 46, p. 140, 1873*; Sillim. Journ. [3] 6 1873*; Phil. Mag. [4] 48, p. 321, 1874*.

Sodann wurde der Strom umgekehrt. Auf diese Weise erhielt man die temporäre Magnetisirung allein. Die Differenz giebt den remanenten Magnetismus. Indess ist hier vorausgesetzt, dass bei Umkehrung der Stromesrichtung der Magnetring die gleiche, aber entgegengesetzte Magnetisirung annimmt, wie vorher, was nicht ganz richtig ist. Die Versuche ergaben das schon früher beobachtete, erst schnellere, dann langsamere Ansteigen der Magnetisirung mit Wachsen der magnetisirenden Kraft. Werden die temporären Magnetismen als Abscissen, die Werthe μ als Ordinaten verzeichnet, so erhält man die Curven, Fig. 233, bei der alle Halbirungspunkte der der Abscissenaxe parallelen, die Curve schneidenden Linien (die Wendepunkte) wesentlich auf einer geraden Linie liegen.

Nach Rowland lassen sich die Magnetisirungsfunctionen k und μ durch Formeln von der Form

$$k = \alpha \sin\left(\frac{M + \beta k + \gamma}{\delta}\right) \qquad \mu = \alpha' \sin\left(\frac{R + \beta' \mu + \gamma'}{\delta'}\right)$$

darstellen, wo $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \alpha', \beta', \gamma', \delta'$ Constante sind.

Die für die einzelnen Ringe erhaltenen Resultate haben nur allein für die untersuchte Metallsorte Bedeutung, um so mehr, als alle Ringe aus einen zusammengelöthet waren. Wir begnügen uns deshalb mit den allgemeinen Angaben. Nach Rowland zeigt sich ein allmähliches Anwachsen von μ (resp. k) mit der magnetisirenden Kraft, bis etwa 0,24 bis 0,38 des Maximums der Magnetisirung erreicht sind, und darauf eine Abnahme. Ist das Metall permanent magnetisirt, so ändert sich nach wiederholter Hin- und Hermagnetisirung bei schwachen den Magnetismus ändernden Kräften sein Magnetismus weniger, bei grösseren um eben so viel.

Das Maximum des Momentes der Volumeneinheit scheint in absolutem Maasse (C.-G.-S.) für Eisen gleich 13900, für Nickel gleich 4940, für Kobalt gleich 8000 (etwa) zu sein.

Nimmt man mit Maxwell an, dass die Spannung in dem Ringe für die Flächeneinheit $M^2/4\pi$ ist, so würden Magnete von gutem Eisen im Maximum der Magnetisirung 354 Pfund, von Nickel 46 Pfund auf den Quadratzoll tragen.

Die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ berechnet sich hieraus nach Hugo Meyer[1]) für Kräfte von $f = 18{,}1$ bis $44{,}3$ zu $3{,}69$ bis $6{,}69$, bei einer anderen Sorte für Kräfte von $23{,}25$ bis $47{,}7$ zu $4{,}18$ bis $12{,}91$. Mittelst der §. 371 erwähnten Methode findet H. Meyer bei einem 560,94 mm langen und 0,504 mm dicken Draht für $f = 3{,}096$, $\varkappa = 2{,}24$, während für Stahl $\varkappa$ etwa 8 bis 11, für weiches Eisen gleich 32 ist (vergl. §. 381).

Ein eigenthümliches Verhalten zeigt das natürlich vorkommende 648
Meteoreisen von Sta. Catarina (Brasilien)[2]). Dasselbe wird sehr schwach

1) Hugo Meyer, Wied. Ann. 18, p. 251, 1883*. — 2) H. Becquerel, C. rend. 93, p. 794, 1881*; Beibl. 6, p. 254*.

vom Magnet angezogen; wird es aber zur Rothgluth erhitzt und kühlt, so ist es stark magnetisirbar. Mittelst der elektromagneti Wage ergiebt sich, dass es dabei etwa 20 mal mehr temporären Mag mus annimmt als vorher und einem weichen Eisenstab von gleiche stalt fast gleichkommt. Auch nach wiederholtem Rothglühen un löschen in Wasser bleibt es stark magnetisirbar.

Kleine, elektrolytisch auf einem Platindraht niedergeschlagene stallinische Cylinder von Nickel zeigen ein ähnliches Verhalten, wen die schnelle Annäherung ihres temporären Magnetismus an das Max berücksichtigt; ähnliche Eisencylinder bleiben dabei unverändert.

Die Eigenschaften des Nickeleisens dürften dem Gehalt an zuzuschreiben sein, welches bei feiner Vertheilung ein grösseres t räres Moment annehmen kann, als das Eisen. Die krystallinische tur hindert vor dem Ausglühen die Magnetisirung.

649 Beim Magneteisenstein ist nach E. Becquerel [1]) der eine gleiche magnetische Kraft erzeugte Magnetismus nur 0,48 vo des Eisens.

Holz [2]) hat Stücke von Magneteisenstein und möglichst äh Stücke von glasbartem Stahl in einer Magnetisirungsspirale der E kung eines oft (100 mal in 50 bis 55 Secunden) unterbrochenen St ausgesetzt und sowohl ihre temporären, wie ihre permanenten Mo untersucht. Das permanente Moment des Magneteisens ist bei mit Kräften etwa 1,5 mal grösser als das des glasharten Stahls. Bei g Kräften ist das Verhältniss kleiner, der Magneteisenstein erreicht sch sein Maximalmoment. Ein entgegengerichteter Strom hebt beim Ma eisen mehr permanenten Magnetismus auf als beim Stahl, so dass ersten schon eine kleinere Kraft die Polarität umkehrt, als bei rem. — Dabei können indess die in den verschieden gut leitenden sen des Stahls und Magneteisens inducirten Ströme wesentlich eingewirkt haben.

650 Künstliches, nach Wöhler durch Fällen gemischter Eisenoxyd Eisenoxydullösungen dargestelltes Eisenoxydoxydulhydrat ist sehr magnetisirbar. In der Flüssigkeit suspendirt, aus der es gefällt ist es sich um einen hineingesenkten Magnetpol. Ebenso ist das dur ciniren desselben oder durch schwaches Erhitzen von Eisenox Wasserstoffstrom auf 300° oder Erhitzen von kohlensaurem oder phorischem Eisenoxydul erhaltene Eisenoxydoxydul stark magnetisi

Auch Magnetkies und künstliches Schwefeleisen können pern magnetisirt werden [4]).

---

[1]) E. Becquerel, Compt. rend. 20, p. 1708, 1845*. — [2]) Holz, Ann. 5, p. 169, 1878*. — [3]) Moissan, Compt. rend. 86, p. 600, 1878*; p. 684*. — [4]) Hatchett, Phil. Trans. 1804*; Gilb. Ann. 25, p. 58*.

0. Anziehung von Eisen- und Stahlstäben durch die Magnetisirungsspiralen.

Hängt man an einem Wagebalken über einer, mit ihrer Axe vertical 651
tellten Spirale einen permanent magnetisirten Stab vertical und leitet durch die Spirale einen Strom, so sind die Wirkungen des-ien auf beide Pole des Magnetstabes entgegengesetzt und subtrahiren von einander. Fliesst durch die Spirale der Strom (von oben ge-en) in der Richtung des Uhrzeigers, ist der untere, der Spirale nähere des Magnetes ein Nordpol, so überwiegt die Wirkung der Spirale auf en Pol die auf den anderen Pol, der Magnet wird in die Spirale hin-gezogen. Die Kraft, mit welcher dies bei verschiedenen Entfernungen Magnetes geschieht, kann bestimmt werden, indem man die Spirale verschiedenen Höhen unter dem Magnet anbringt und den Wage-ken durch Gegengewichte bis zur horizontalen Einstellung belastet. n findet, dass zuerst die Wirkung der Spirale bei Annäherung des gnetes an dieselbe zunimmt, dass sie dann aber, wenn der Magnet ihr Inneres eintritt, abnimmt, bis der Mittelpunkt des Magnetes auf ber Höhe der Spirale liegt. In dieser Lage sind die Kräfte, durch lche die beiden Pole des Magnetes nach den beiden Enden der Spirale ogen werden, gleich gross. Wird der Magnet noch weiter gesenkt, wird er im Gegentheil in die Höhe gezogen, so dass er die eben be-hnete Stellung einzunehmen strebt, indem nun sein oberer Pol stär-nach oben, als sein unterer nach unten gezogen wird.

Diese Resultate ergeben sich unmittelbar aus den Betrachtungen §. 211. Auch durch einige Versuche sind sie von v. Feilitzsch[1] tätigt worden. Er verwendete bei denselben einen kleinen, 23,678 g weren Magnetstab von 101 mm Länge und 20,3 mm Durchmesser, cher über einer Spirale von 126 Windungen Kupferdraht, 295 mm ge und 129 mm innerem Umfang aufgehängt war. Die folgende Tabelle t einige der erhaltenen Resultate. In derselben bezeichnet *a* den tand der Mitte des Magnetes von der Mitte der Spirale in Millimetern, s bei der Anziehung des Magnetes durch die Spirale zum Aequi-ien des Wagebalkens erforderliche Gegengewicht in Milligrammen:

187	167	147	127	107	87	67	47	27	0,7	—1,3
190	382	493	474	313	115	32	16	11	2	—1

Befindet sich der Magnet bei diesen Versuchen in der Axe der Spi-, so ist er in labilem Gleichgewicht; sowie er indess ein wenig nach r Seite ausweicht, so begiebt er sich an die ihm zunächst gelegene

[1] v. Feilitzsch, Fernewirkungen des Stromes, p. 81*.

Stelle der Wand der Spirale, da die Windungen dann auch eine i ser Richtung wirkende Componente der Kraft liefern [1]).

652 Ein bemerkenswerther Unterschied besteht hierbei zwischen Drahtspirale und einem hohlen Stahlmagnet. Stellt man die Spir auf, dass z. B. ihr Südpol nach oben gewendet ist, und senkt eine netnadel von oben so hinein, dass sich ihr Südpol gleichfalls ob befindet, so wird nach dem Vorigen die Nadel in die Spirale hin zogen. Wird aber die Magnetnadel in ganz gleicher Weise in hohlen magnetisirten Stahlcylinder von etwa 1 dcm Länge und 8 mm innerem Durchmesser, dessen Südpol gleichfalls nach oben eingeschoben, so wird sie im Gegentheil aus dem Magnet hina stossen [2]). Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ist leicht zu sehen, da der hohle Magnet sich wie ein System von neben ein im Kreise herum liegenden Solenoiden verhält, also durchaus nich einem geschlossenen Kreisstrom parallelisirt werden kann.

653 Stellt man eine von einem galvanischen Strom durchflossene S mit ihrer Axe vertical auf und senkt in sie einen an dem eine eines Wagebalkens hängenden Eisenstab, so wird er in der Ric der Axe der Spirale temporär magnetisch. In Folge dessen wird die Spirale hineingezogen.

Ist die Intensität des Stromes sehr gross, so kann diese Anzi selbst den Zug der Schwerkraft auf den Stab überwinden. De vermag ohne Unterstützung in der Spirale frei zu schweben. Er dabei nicht in ihrer Mitte, wie man früher glaubte, sondern leg gegen die Seitenwand der Spirale [3]).

654 Die Messung der Anziehung von Eisenstäben durch eine ihre concentrische, vom Strom durchflossene Spirale bestätigt im Allgem die Sätze, welche wir in Betreff des temporären magnetischen Mom aufgestellt haben. Solche Versuche sind namentlich von Hankel folgender Weise ausgeführt worden:

An den einen Arm eines Wagebalkens wurde eine Spiral 91,2 mm Länge, 55,8 mm innerem und 91,2 mm äusserem Durchm welche aus zwei gleichen und parallelen, übersponnenen Kupferdr gewickelt war, so aufgehängt, dass ihre Axe vertical war. Die E der Drähte der Spiralen tauchten in Quecksilbernäpfe, vermittels

---

[1]) Dass sich die Anziehung der Stahlmagnete bei gleicher Stromi nicht durch Erglühen der Spiralen ändert, ist von vornherein klar. Be Eisendrahtspiralen zeigt sich ein derartiger Einfluss, da sich durch die Erh die Magnetisirbarkeit der Spiralen selbst ändert. (Gore, Phil. Mag. [p. 264, 1870*; Carl's Repert. 6, p. 277, 1870*.) — [2]) Poggendorff, Pog 74, p. 230, 1848*. — [3]) Barlow, Elektromagnetismus und Encyclop. p. 30*. Dove, Rep. 1, p. 263*. — [4]) Hankel, Berichte der K. sächs. G schaft, 1850, p. 78*.

er der Strom einer Grove'schen Säule durch sie hindurchgeleitet urde. Die Intensität I desselben wurde durch eine Sinusbussole gemessen. Unter der Spirale wurden verschieden lange und dicke Eisenäbe vertical aufgestellt, gegen welche dieselbe hingezogen wurde. Die im Einstellen der Wage erforderlichen Gewichte geben ein Maass für e Anziehung.

Die Richtung des Stromes in der Spirale wurde gewechselt, so dass e durch den Erdmagnetismus im Eisenstab erzeugte Magnetisirung in m einen Fall die Anziehung beförderte, im anderen verminderte. Die albe Summe S beider Versuche ergab dann die in Folge der Magnetisirung durch den Strom bewirkte Anziehung allein, die halbe Differenz D die Wirkung der Spirale auf die im Stabe durch den Erdmagnetismus zeugte Magnetisirung.

Der durch den Strom in der Spirale hervorgerufene Magnetismus M es Stabes wächst nahezu proportional der Intensität des ersteren, der urch die Wirkung der Erde darin erzeugte Magnetismus m ist aber n jener Intensität unabhängig. Da nun die Anziehung oder Abossung der Stäbe dem Producte ihrer Magnetismen mit der Intensität r die Spirale durchfliessenden Ströme proportional ist, so muss der m Magnetismus M entsprechende Werth der Anziehung S dem Quadrat r Stromintensität I, die durch den Magnetismus m erzeugte Anziehung der Abstossung D der Stromintensität I direct proportional sein.

Dies zeigt u. a. folgende Tabelle, in welcher die der Intensität $I = 1$ tsprechenden Werthe von S und D gleich 1 gesetzt worden sind:

I	1	0,540	0,081
$\sqrt{S}$	1	0,542	0,087
D	1	0,621	0,083

Auch als unter den Eisenstab eine feste Spirale gestellt wurde, lche der an der Wage hängenden Spirale gleich war und in gleichem nne, wie jene, von demselben Strom durchflossen war, ergab sich die ziehung dem Quadrat der Stromintensität proportional.

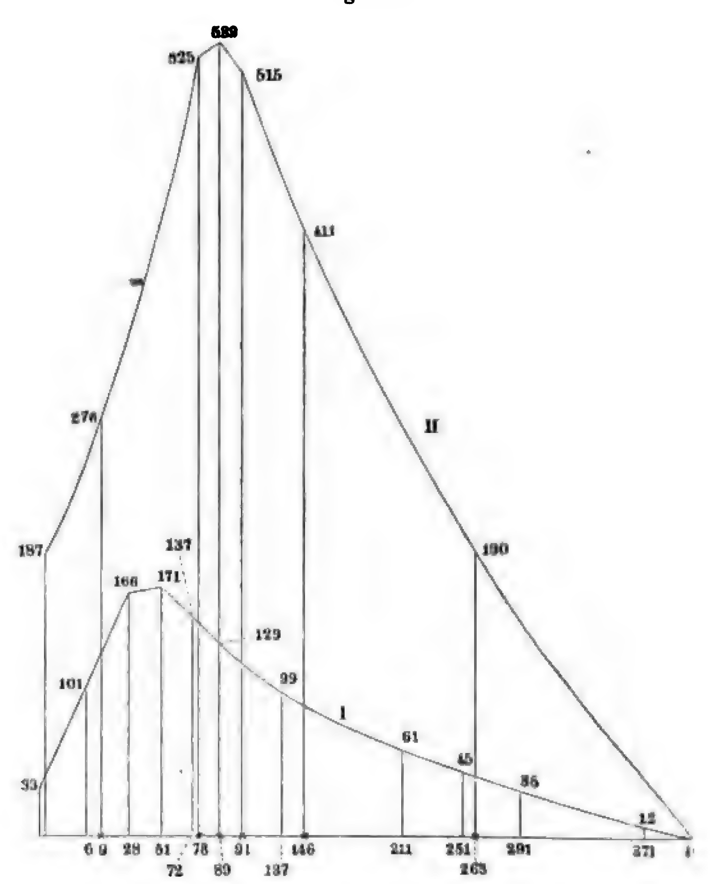
Wurde der Strom, statt durch den einen der die Spirale bildenden ähte, durch beide hinter einander geleitet, so war die Anziehung unter t gleichen Verhältnissen viermal so stark, da sich sowohl die anzieende Kraft der Spirale, wie der durch sie erzeugte Magnetismus des bes verdoppelt hatte.

1. Die Anziehung eines Eisenstabes durch eine vom om durchflossene Magnetisirungsspirale ist also dem drat der Intensität des Stromes und dem Quadrat der ungszahl der Spirale nahezu proportional, so lange der ismus des Stabes sich noch nicht dem Maximum nähert. — Dieultat ergaben auch analoge Versuche von Dub [1]).

[1]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 255, 1853*.

655 **Wurde die Spirale an der Wage in verschiedenen Höhen übe[r] Eisenstabe von 815 mm Länge und 29,7 mm Dicke aufgehängt, die Anziehung ein Maximum, als etwa der obere Rand der Spir dem oberen Rand des Eisenstabes zusammenfiel oder sich ein**

Fig. 234.



über dem letzteren befand. Indess ist hierauf sowohl die Lä[nge des] Stabes, wie die der Spirale von Einfluss.

Die beifolgende Figur 234 zeigt dieses Verhalten bei der b[eschrie]benen Spirale (I) und einer zweiten (II) doppelt so langen. Als A[bscissen] sind die Abstände des oberen Endes des Eisenstabes von der M[itte der] darüber hängenden Spirale verzeichnet, wobei dieselben für die [zweite] Spirale auf die Hälfte reducirt sind; als Ordinaten sind die Anzie[hungen] der Spiralen durch den Eisenkern verzeichnet.

Im Allgemeinen senkt sich der Eisenstab bei dem Maximum der nziehung um so weiter in die Spirale ein, je länger er im Verhältnisse derselben ist. Wurde auch bei diesen Versuchen eine feste, der ersten eiche Spirale ebenso weit unter dem Eisenstabe befestigt, wie die an r Wage hängende sich darüber befand, so war die Anziehung im aximum, als sich die äusseren Ränder der Spiralen mit den Enden des abes in gleicher Höhe befanden; wurden die Spiralen gegen die Mitte s Stabes geschoben, so nahm die Anziehung erst ab, und dann wieder s zu einem Maximum zu.

Bei zwei Eisenstäben von gleicher Länge (815 mm) und verschie- 656 nen Durchmessern (29,7 mm und 14,8 mm), unter denen noch eine te Spirale aufgestellt war, ergaben sich die Anziehungen der an der Wage hängenden Spirale bei drei verschiedenen Stellungen *A*, *B*, *C* der piralen, bei denen sie immer weiter entfernt wurden (die in Klammern findlichen Zahlen geben das Verhältniss der betreffenden Werthe):

d	*const.* $\sqrt{d}$	*A*	*B*	*C*
29,7	(1)	199 (1)	149 (1)	154 (1)
14,8	(0,7)	133 (0,66)	107 (0,72)	114 (0,78)

Aehnliche Resultate folgen aus anderen Versuchen.

2. Die Anziehung ist also nahezu proportional der adratwurzel aus dem Durchmesser der Stäbe, wie dies erst Dub aus Hankel's Versuchen berechnet hat.

Dub [1]) hat gleichfalls Eisenstäbe von verschiedener Länge l und ke d vertical über der Mitte einer $1^3/_4''$ weiten und ebenso hohen irale von 192 Drahtwindungen so aufgehängt, dass die untere Fläche r ersteren mit dem unteren Rande der letzteren zusammenfiel. Beim quilibriren der Wage durch Gewichte G, nachdem Ströme durch die irale geleitet worden waren, deren Intensität I aus dem Ausschlage Nadel der Tangentenbussole berechnet wurde, ergab sich: 657

[1]) Dub, Pogg. Ann. **90**, p. 255, 1853*.

d	$l = 6''$ $I = 404$		$l = 6''$ $I = 624$		$l = 12''$ $I =$	
	g	$g/\sqrt{d}$	g	$g/\sqrt{d}$	g	$g/$
$\frac{1}{2}''$	3 g	2,12	9	6,3	11,5	8,
$\frac{3}{4}''$	4,4	2,54	11,9	6,8	14	8,
$1''$	5	2,5	13	6,5	16	8
$1\frac{1}{2}''$	7	2,85	18	7,3	21,5	8,

Auch hier bestätigt sich das oben ausgesprochene empirische G
unter gewissen Beschränkungen.

658 Als Hankel an das eine Ende des Wagebalkens hufeisenför
Eisenstäbe von etwa 800 mm Länge und 28,4 oder 15,8 mm Dicke h
und ihre beiden Schenkel in zwei gleiche, von demselben Strom d
flossene Drahtspiralen einsenkte, fand er viel stärkere Anziehunge
wenn beide Spiralen nur in gleicher Weise über die Enden eines
den Stabes von denselben Dimensionen geschoben waren, und zwa
die Differenz in beiden Fällen um so grösser, je weiter die Spirale
den Enden der Stäbe entfernt waren. Bei gleicher Stellung der
für die beiden Hufeisen ergaben sich die Anziehungen g:

d	g	$g/\sqrt{d}$
28,4	206	12,2
15,8	141	11,2

also wiederum nahezu ein den Wurzeln der Durchmesser entsprech
Verhältniss der Anziehungen.

Dass alle diese Resultate mit Ausnahme des ad 1 angeführt
Folge der ungleich starken magnetisirenden Einwirkung der Spirale
die Eisenstäbe u. s. w. nur eine specielle, innerhalb enger Grenze
tige Bedeutung haben, folgt aus den an anderen Orten gemachte
merkungen.

659 Einige weitere empirische Resultate sind von St. Loup[1] beo
tet worden. Cylindrische Eisenkerne wurden mit ihren Axen v
in conaxiale Spiralen eingehängt, welche höher und nieder gestell
den konnten. Der Verticalabstand der Mitten der Kerne und Sp
sei gleich c. Die Kerne waren an einem Hebel aufgehängt und
Gegengewichte äquilibrirt. Ihre Anziehung durch die Spiralen
durch die Gewichte bestimmt, welche sie im Gleichgewichte hielte

[1]) St. Loup, Ann. de l'école normale 7, p. 181, 1870*.

intensität war überall die gleiche. Bei kurzen Spiralen (von 14 mm 37 bis 177 mm Durchmesser) nimmt hiernach die Anziehung gegen isenkerne bei gleicher Stromintensität mit wachsendem Durch- der Spiralen ab und zwar in einem, je nach dem Abstande c va- Verhältnisse. Der Abstand c, für den die Wirkung des Kernes ximum ist, ist um so grösser, je kleiner der Durchmesser ist. Mit endem Abstande c wächst unter sonst gleichen Verhältnissen die ung zuerst proportional c fast bis zu ihrem Maximum; dann nimmt t sehr schnell und allmählich immer langsamer ab. Auch die Dicke rne ist hierauf von Einfluss.

lit wachsender Länge der Kerne nähert sich die Maximalanziehung Constanten. Dieselbe wird bei allen Kernen erreicht, wenn etwa cm ist. Die gesammte Arbeit bei der Bewegung des Kernes (ge- durch den Flächenraum der Curve, deren Abscissen die Werthe c, Ordinaten die Anziehungen sind) wächst bei gleichem innerem (17 mm) rschiedenem äusserem (37 bis 177 mm) Durchmesser der Spiralen leichem Kerne nahezu proportional der Länge des Drahtes; sie mit wachsender Länge der Kerne schnell zu und nähert sich dabei Constanten.

lit wachsender Länge der Kerne muss man, um das Maximum der zu erhalten, auch die Höhe der Spiralen verlängern.

ei Spiralen, welche die Kerne gerade umschliessen, wächst bei glei- Höhe und Drahtlänge (wo also die Windungszahl mit wachsendem messer abnimmt) die Arbeit mit dem Durchmesser des Stabes bis zu Maximum und nimmt dann wieder ab.

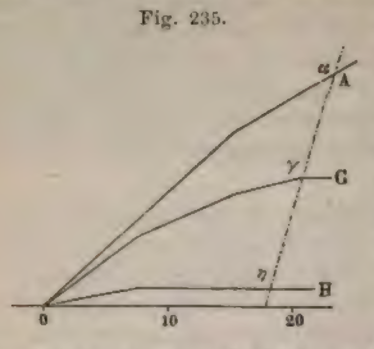
ei gleichbleibender Spirale und verschiedenen Kernen nimmt die ung zu, bis der Durchmesser des Kernes dem inneren Durchmesser irale gleich ist.

ie Stromstärke, welche erforderlich ist, um einen Eisenkern in 660
Magnetisirungsspirale schwebend zu erhalten, ist von v. Wal- fen [1]) bestimmt worden, indem er den mit einer Glasröhre um- n Eisenkern erst durch einen stärkeren Strom zum Schweben und letzteren dann so lange schwächte, bis der Kern gerade litt. Die Intensität des Stromes wurde an einer entfernten Tan- bussole abgelesen. Die Versuche wurden bei entgegengesetzter richtung wiederholt. Die durch verschiedene Stromintensitäten en Momente der Spirale x für sich, sowie der in ihrer Mitte be- n Eisenkerne m wurden durch Ablenkung einer ihnen in ostwest- ichtung gegenübergestellten Nadel gemessen. Bezeichnen in beifol- Fig. 235 (a. f. S.) die Abscissen die Momente der Spirale (von 182 mm

[1]) Waltenhofen, Pogg. Ann. 141, p. 407, 1870*; Sitzungsber. d. Wien. 2] 62, p. 438, 1870*.

Länge, 30 mm Weite und 30 Drahtlagen von je 48 Windungen) di
dinaten der drei Curven A, G, H, die entsprechenden Momente
Eisenstäbe in ihnen, deren Gewichte sich wie 1 : 4 : 9 verh
(von 190 mm Länge und 13
67,78; 9,66 g Gewicht), so sin
Momente, bei denen sich die S
in der Spirale schwebend erh
durch die Ordinaten der P
α, γ, η bezeichnet, welche n
in einer geraden Linie liegen.
enger und länger die Magnetisir
spirale ist, desto mehr steige
zum Schweben der Stäbe erfo
lichen Momente mit wachse
Gewichte derselben an, desto

Fig. 235.



ker ist also jene gerade Linie gegen die Abscissenaxe geneigt. Je
cher die Stäbe sind, desto mehr verschiebt sich jene Gerade sich
parallel gegen den Coordinatenanfangspunkt; ebenso wenn die Stäb
stärker in den Spiralen reiben.

Im Allgemeinen ist, wenn G das Gewicht des Eisenkernes ist
zum Schweben desselben erforderliche Moment der Spirale x un
Stabes m durch die Gleichung

$$G = k . xm$$

gegeben, wo k eine von der Form der Spirale und des Kernes abhä
Constante ist. Bei Stahl- und Eisenstäben von gleicher Dicke und gle
Gewichte ist also unter sonst gleichem Verhältnisse der Werth der
Schweben erforderlichen Stromstärke x ein Maass für die Härte
der Stäbe, da mit dieser allein das von x abhängige Moment m der
sich ändert.

661 Hängt man nach v. Waltenhofen[1]) an die Enden eines W
balkens einen massiven Eisencylinder von etwa 14 mm Durchm
103 mm Länge und 128 g Gewicht und ein gleich langes, hohles E
rohr von etwa 17 mm Durchmesser und 24 g Gewicht, äquilibrirt
durch Gegengewichte und senkt sie etwa zur Hälfte in zwei dar
gestellte, ganz gleiche Magnetisirungsspiralen von etwa 91 mm L
30 mm Breite und 144 Windungen eines 3 mm dicken Kupferdr
durch welche man denselben Strom hinter einander leitet, so sink
stärkeren Strömen (von zwei Bunsen'schen Elementen) der m
Stab, bei schwächeren aber das Rohr in die untergestellte Magnetisir
spirale, da im letzteren Falle das Moment des Rohres grösser is

[1]) v. Waltenhofen, Sitzungsber. d. Wien. Akad. 62 [2], p. 438,
Carl's Repert. 6, p. 305, 1870*.

n Falle aber, wo schon in dem Rohre die Annäherung an das Maxi- erfolgt ist, das Moment des Stabes. Es ist hierbei durch besondere uche festzustellen, wie tief der massive und hohle Cylinder in die rgestellten Spiralen hineinragen müssen.

Einige weitere Versuche hat Cazin[1]) angestellt. Cylindrische Eisen- 662
en werden unter einem kreisförmigen, an der elektrodynamischen ge (§. 62) horizontal aufgehängten Leiter conaxial in verticaler Lage estellt und derselbe Strom wird nach einander durch den Leiter und die Cylinder umgebenden Spiralen geleitet. Zuerst wird die Abstossung e Anwendung der Spirale beobachtet und die Wirkung des Kernes den aufgehängten Leiter durch einen zweiten, über dem Elektro- nete aufgestellten kreisförmigen Leiter compensirt. Darauf wird die ale in den Schliessungskreis eingefügt. Dann entspricht bei gleicher mintensität die Differenz der Abstossungen der Spirale allein und der ale mit dem Kerne dem Magnetismus des Kernes.

Bei 42 cm langen Röhren von 40, 35, 30, 25, 20 mm Durchmesser, 0,45, 0,75, 0,80, 4,7, 9,0, 40,0 mm Dicke und Stromintensitäten, die in den Grenzen 7530:22063 änderten, wurde der Magnetismus der nkerne durch die empirische Formel

$$m = A i S (1 - B^r) e^{e/a} \, arc\, tg\, C i e^{-e/a}$$

gedrückt, wo r den Radius, e die Dicke der Röhrenwandung in Deci- ern, i die Stromintensität bezeichnet. Ist die Spirale von 480 Win- gen 16 cm hoch, und befindet sie sich in der Mitte der Kerne, so sind $A = 5,92229$, $log\, B = 2,83950$, $log\, C = 1,50114$; sind zwei solche alen über einander gestellt, so ist $log\, A = 5,80368$. Der nicht z exact als Polabstand bezeichnete Werth ist im ersten Falle $a = 1,6$, zweiten 1,7 dcm. Bei einer Röhre von 304 mm Länge, 5 cm Durch- ser und 4,7 mm Dicke wird bei der ersten Spirale $log\, A = 5,78964$ $a = 1,2$ dcm.

Als Einheit der Kraft ist das Decigramm, als Einheit der Länge Decimeter, als Einheit des Magnetismus die Menge, welche im Ab- de eines Decimeters auf eine gleiche Menge mit der Kraft eines Deci- mms wirkt, als Einheit der Stromintensität ein Strom genommen, der ner Secunde 1 mg Wasserstoff entwickelt.

Für $r = 1$, $e = 1$ und $i = 1$ wird

$$m_0 = A (1 - B)\, arc\, tg\, C = 3,75.$$

Diesen Werth nennt Cazin den specifischen Magnetismus des Eisens. 200 Eisendrähte von 42 cm Länge und 3 mm Durchmesser, vereint nem 8 cm dicken, röhrenförmigen Bündel, gaben einen Magnetismus, her $^{16}/_{19}$ von dem einer gleich weiten und gleich schweren Eisenröhre

) Cazin, Compt. rend. 74, p. 733, 1872*, 75, p. 261, 1872*.

war. Wurden 16 cg Eisen galvanoplastisch auf die äussere Oberfläche 42 cm langen und 8 cm dicken Kupfercylinders niedergeschlagen, s der Magnetismus nahezu derselbe, wie der berechnete Werth (0,16 0,167). Ein auf ähnliche Weise erhaltener 0,748 mm dicker Nieders von Nickel zeigte nur einen $^1/_8$ so starken Magnetismus, wie ein sprechende Eisenschicht.

663 Dub[1]) hat die Anziehung geprüft, welche ein nach Art der (lemin-Romershausen'schen Elektromagnete geformtes Eisen durch eine Spirale erfährt. Aus einem $^1/_8$″ dicken Eisenblech ein 4″ weiter und 6″ hoher Cylinder geformt und derselbe an dem Ende durch einen Boden von dem gleichen Blech geschlossen. Mitte des Bodens konnte ein 1″ dicker und 6″ langer Eisenstab schraubt werden, welcher seiner ganzen Länge nach mit einer spirale umgeben wurde. In diese Glocke mit dem Kerne wurde Spirale von 160 Windungen Kupferdraht von $1^3/_4$″ innerem und äusserem Durchmesser hineingezogen, durch welche der gleiche floss, wie durch die Spirale um den Eisenstab. Die Anziehung den Cylinder mit dem Stabe war etwa 3 mal so gross, als die dur Cylinder allein. Ist das Blech des Cylinders zu schwach, so verm sich die Anziehung.

Ersetzt man den Apparat durch ein einfaches Hufeisen, auf einen Schenkel, oder durch ein ⊓⊓förmiges Stück Eisen, auf dessen leres Stück die Spirale hinaufgezogen wird, so ist die Anziehung stärker wie bei einem einfachen Eisenkerne, aber nicht so stark w dem Glockenmagnete.

Mit der Dicke des Eisenstabes in der Glocke nimmt die Anzi zu; ebenso ist sie um so grösser, je enger die Glocke die Spirale um So ergab sich u. a. die Anziehung a bei 3′ langen Stäben von ve denen Dicken d mit einer ebenso langen Glocke und einer Spira 900 Windungen:

d	4	6	8″
a	65	98	125 Pfd.

Ebenso war die Anziehung einer Spirale gegen verschiedene mit und ohne Glocke:

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. 94, p. 573, 1855*.

	Ohne Glocke		Mit Glocke	
	6″ Länge	12″ Länge	6″ Länge	12″ Länge
isenstab 3/4″ dick	16 g	20 g	35 g	40 g
isenstab 1″ dick	20	24	48	53
isenstab 1 1/2 dick	29	34	69	79
ufeisen mit 1″ dicken, 2 1/3″ von einander abstehenden Schenkeln .	33	50	—	—
reizack	33	57	—	—

Die Anziehung ist also annähernd den Durchmessern der Stäbe oportional und wächst mit der Länge derselben.

Wurde der Eisenstab hierbei mit einer fest mit ihm verbundenen pirale umgeben, und der Strom hinter einander durch die Spirale und e den Stab anziehende Spirale geleitet, so ergab sich keine Vermehrung r Anziehung.

In etwas anderer Weise hat Marianini Sohn[1]) diese Versuche sgeführt, indem er einen Eisenstab in eine Spirale hineinziehen liess, lche er mit einer Eisenhülle umgeben hatte. Die Anziehungen betrugen bei zwei verschiedenen Stromintensitäten:

ohne Hülle 10,8 g, mit Hülle 36,0 g
" " 114,5 g, " " 253,1 g

Anders wie längere Eisencylinder verhalten sich dünne Eisenplat- 664
n, wie dies v. Feilitzsch[2]) zuerst gezeigt hat.

Hängte er eine solche Eisenplatte von 62 mm Durchmesser und 16,6 g ewicht horizontal an dem einen Ende eines Wagebalkens auf, so dass e in einer kurzen, 20 mm hohen, mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale n 80 mm innerem und 110 bis 155 mm äusserem Durchmesser schwebte, stellte sie sich nicht, wie ein längerer Eisenstab, in der Mitte derseln in eine stabile Gleichgewichtslage ein, sondern diese Gleichgewichtsge war labil; die Platte hob sich über oder senkte sich unter die Spirale, s sie etwa 12 bis 13 mm über oder unter ihrer Mitte eine stabile Gleichwichtslage angenommen hatte.

War die Eisenplatte nicht genau centrirt, und konnte sie sich ch der Seite bewegen, so lehnte sie sich an die innere Wand der irale an. Wurde der Platte in ihrer unteren Gleichgewichtslage eine

[1]) Marianini Sohn, Cosmos 1, p. 213*; Dingl. J. 125, p. 465, 1852*. — v. Feilitzsch, Pogg. Ann. 92, p. 538, 1854*; Fernewirkungen p. 141*.

gleiche Eisenplatte conaxial und parallel genähert, so wich sie selben zurück und ging durch die Spirale in die obere Gleichgewi über. Es findet also scheinbar eine Abstossung der gleich magn Platten statt.

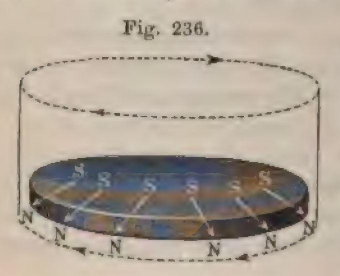
Die abstossende Wirkung der Eisenplatten war selbst bei Anw eines Stromes von zwei Grove'schen Elementen äusserst gerin $^{1}/_{140}$ Loth[1]).

665 Der Grund dieses abnormen Verhaltens ist nach meinen V der folgende[2]):

Befindet sich die Eisenplatte in der Mitte der Spirale, so i ihrer grossen Kürze das Moment ihrer mittleren Theile ver mässig gering gegen das der Theile an ihrem Rande. In der M Spirale werden alle Molecüle der Platte so magnetisirt, dass ih der Axe der Spirale parallel sind. Die Platte verharrt in Fol Polarität der Theilchen wie ein in der Axe befindlicher Magn Mitte der Spirale und strebt nur in Folge der seitlichen Anziel Spiralwindungen sich gegen ihre innere Fläche zu legen. W die Platte ein wenig nach dem einen Ende der Spirale gerückt, die elektromagnetische Scheidungskraft auf die in der Nähe de der Platte gelegenen, also am stärksten magnetisirten Theile nic parallel der Axe der Spirale. Die magnetischen Axen der Theile daselbst eine gegen die Axe der Spirale geneigte Stellung an. In unmittelbar am Rande und nahe demselben befindlichen, in dies magnetisirten Theile gegenseitig auf einander wirken, wird die ihrer Axe gegen die Axe der Spirale noch grösser, als durch fluss der Spirale allein.

Die Polarität der Platte stellt sich hierdurch wie in her, wie sich auch direct durch die Anziehung und Abstoss selben beim Annähern eines poles an die Ränder und d zeigen lässt. In Folge der magnetischen Wirkung der Sp die durch ihre Wechselwirk ihren Axen stark geneigten tischen Theile am Rande de bewegt sich dieselbe gegen d der Spirale hin, und dabei die Axen der magnetischen T den Rändern immer mehr die radiale Richtung an und wä elektromagnetische Wirkung, bis die Platte so weit vorgeschr

Fig. 236.



[1]) Dub, Pogg. Ann. 105, p. 54, 1858*; Elektromagnetismus p
[2]) G. Wiedemann, Galv. 2. Aufl. 2 [1] §. 424*. Wiederholter Nac Polarität von Jabloschkoff und Du Moncel, Compt. rend. 84, 1877*; Beibl. 1, p. 425*.

dass die Wirkung der Spirale auf die in der Richtung ihrer Axe schwach magnetisirten mittleren Theile und die Randtheile der Platte gerade gleich ist.

Nähert man der Platte von unten eine zweite, so wird sie durch die Spirale ebenso magnetisirt; die Platten haben an den Rändern gleiche Polarität, sie stossen sich ab, indem wiederum die Wirkung ihrer schwach magnetisirten mittleren Theile gegen die Wirkung ihrer Ränder zurücktritt; zugleich wird durch die Wechselwirkung der Platten auf einander die radiale Richtung der magnetischen Axen ihrer Randtheile ein wenig vermindert, und die bewegliche Platte wird nicht mehr mit der früheren Stärke von der Spirale abgestossen; sie bewegt sich durch diese doppelte Ursache in dieselbe hinein und geht durch das Beharrungsvermögen in ihre zweite, obere Gleichgewichtslage über.

Bei längeren Stäben kann dieses Verhalten nicht hervortreten, da die in der Richtung der Axe der Spirale auf einander folgenden Molecüle derselben, selbst wenn ihre Axen durch die magnetisirende Kraft allein nicht parallel der Spiralaxe gestellt werden, doch durch ihre gegenseitige Einwirkung diese Lage nahezu annehmen. Dann tritt die gewöhnliche Anziehung der Spirale gegen die Stäbe ein.

Nicht begründet ist es, wenn v. Feilitzsch aus diesen rein secundären Resultaten schliessen möchte, dass ein eisenmagnetischer Querschnitt vor einem Magnete oder einem anderen, ihm gleichen Querschnitte zurückweichen muss, wenn beide einander die befreundeten Pole zukehren.

In der That hat Dub beobachtet, dass eine in einer Spirale befindliche dünne Eisenplatte in allen Fällen durch einen 2″ dicken, 6″ langen Eisenkern angezogen wird, wenn die Polfläche des letzteren der Eisenplatte genähert wird, und zwar mit einer Kraft, welche etwa 200 mal so gross ist, als die bei obigen Versuchen beobachtete Abstossung.

11. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete.

Wir haben jetzt die Anziehung der nicht in sich geschlossenen 666
Elektromagnete gegen Anker von weichem Eisen, sowie gegen andere Elektromagnete zu bestimmen.

Man pflegt diese Anziehung, wenn sie sich bei unmittelbarer Beung des Elektromagnetes und Anker zeigt, mit dem Namen der gkraft, wenn sie sich in gewissen Entfernungen äussert, mit dem te Anziehung zu bezeichnen.

Am einfachsten gestalten sich die Gesetze dieser Erscheinungen bei geradlinigen cylindrischen Elektromagneten und Ankern.

Wir haben schon §. 443 erwähnt, dass wir aus dem magnetischen Momente der einzelnen Theile der Anker und Magnete an ihrer Berührungsstelle die Gesetze der Tragkraft und Anziehung ableiten könnten. Danach müsste die Anziehung und Tragkraft unter den verschiedenen Bedingungen dem Quadrate der magnetischen Momente der Stäbe an ihrer Berührungsstelle proportional sein. Dieses Resultat bewährt sich indess nur bei der Beobachtung der Anziehung von Anker und Magnet, nicht bei der Messung der Tragkraft bei unmittelbarer Berührung, wobei sich grosse Abweichungen herausstellen. Der Grund derselben ist indess ein secundärer, dass der Anker vom Magnete nie mit der ganzen Berührungsfläche gleichzeitig abreisst, also auch die zum Abreissen erforderliche Kraft nicht der Summe der Producte der magnetischen Momente sämmtlicher, einander gegenüberstehender Molecüle der Berührungsflächen proportional ist. Der Anker neigt sich stets nach einer Seite vor dem Abreissen. Dabei ändert sich die Vertheilung des Magnetismus in dem magnetischen Systeme. Je grösser die Neigung des Ankers gegen den Magnet vor dem Abreissen ist, desto mehr wächst das magnetische Moment an der Berührungsstelle und nimmt die Tragkraft zu, da sich hierbei immer mehr die richtende Wirkung der der Berührungsstelle benachbarten magnetischen Theile des Ankers und Magnetes auf die an dem Berührungspunkte selbst gelegenen Theile concentrirt. Zugleich erreicht aber daselbst der Magnetismus schon bei viel geringerer Stromintensität ein Maximum, als beim Contacte grösserer Flächen; daher nimmt die Tragkraft mit wachsender Stromintensität in einem relativ langsamen Verhältnisse zu. Verwendet man abgerundete oder zugespitzte Anker, z. B. Eisenkugeln, so ändert sich die Berührungsstelle beim Abreissen weniger; die Tragkraft folgt dann mehr den theoretisch abgeleiteten Gesetzen.

Man hat also nicht nöthig, um die Abweichungen der beobachteten Tragkräfte von diesen Gesetzen näher zu begründen, die von v. Feilitzsch (§. 665) vermuthete Abstossung zweier Querschnitte eines magnetischen Systems anzunehmen, welche sich von der sonstigen Anziehung subtrahiren und bei Verkleinerung der Berührungsfläche vermindern würde. Diese Abstossung würde auch sehr bedeutend sein müssen.

Wird zwischen Anker und Magnet ein Zwischenraum gelassen, beobachtet man also die Anziehung, so treten die bei Beobachtung der Tragkraft wirkenden störenden Umstände nicht in gleichem Maasse auf, da hierbei eine Aenderung des Abstandes von Anker und Magnet durch kleine Neigungen derselben beim Abreissen gegen ihren Abstand selbst verschwindet. Die Gesetze der Anziehung entsprechen also den §. 443 abgeleiteten Voraussetzungen.

Wir haben demnächst zu bestimmen: 667

α. Die Abhängigkeit der Tragkraft und Anziehung geradliniger Mag- und Anker von der magnetisirenden Kraft, also von der Intensität nagnetisirenden Stromes und der Anzahl und Lage der Windungen lagnetisirungsspirale, sowie auch von der Entfernung von Anker und net.

β. Die Abhängigkeit derselben Grössen von den Dimensionen des netes und Ankers.

Bei der grossen Complicirtheit der Bedingungen bei diesen Versuchen im Allgemeinen, namentlich bei wechselnder Gestalt von Magnet Anker, keine einfachen Resultate zu erwarten. Die gefundenen Daten n gerade nur für die Versuchsbedingungen Gültigkeit. Es hat des- keinen wissenschaftlichen Zweck, speciell auf alle einzelnen Beob- ngen einzugehen. Die folgenden Daten sollen deshalb nur einen rblick über die Resultate geben.

influss der magnetisirenden Kraft und der Entfernung auf die Tragkraft und Anziehung.

Die ersten sicheren Versuche über diesen Punkt sind von Lenz und 668 bi[1]) angestellt. Dabei wurde die Anziehung von Anker und Mag- ei einer Entfernung von $^1/_{10}''$ beobachtet.

Lenz und Jacobi stellten einen geraden Eisenstab vertical auf, ben ihn mit einer Spirale, legten auf seine obere Endfläche eine scheibe von etwa $^1/_{10}''$ Dicke und stellten darauf als Anker einen cylinder. Der Anker wurde an dem einen Arme eines Wagebalkens tigt und durch Gewichte G, welche auf die am anderen Ende des ns hängende Schale gelegt wurden, abgerissen.

Bei anderen Versuchen war sowohl der Anker wie der Magnet mit etisirungsspiralen umgeben, durch welche beide die Ströme in gleicher ung flossen. Ihre Intensität I wurde an einer Nervander'schen ntenbussole gemessen.

So ergaben sich z. B. die zum Abreissen erforderlichen Gewichte G Einheit der Gewichte ist $^1/_{96}$ russisches Pfund angenommen):

---

[1]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. 47, p. 401, 1839*.

Magnet und Anker $5\frac{1}{2}''$ lang, $\frac{1}{2}''$ dick.

a. Nur der Magnet mit der Magnetisirungsspirale umgeben			b. Anker und Magnet mit gleic[hen] Magnetisirungsspiralen umgebe[n]		
I	G	G/I^2	I	G	G/I[²]
1455	4297	0,185	1203	12156	0,84[illegible]
1055	2132	0,191	961	7830	0,847
771	1132	0,191	651	3508	0,82[illegible]
549	565	0,187	488	1916	0,80[illegible]
284	146	0,181	252	481	0,75[illegible]

Aus diesen Versuchen folgt:

Die Anziehung eines Ankers und Elektromagnetes o[der] zweier Elektromagnete, welche durch Ströme von gleic[her] Intensität magnetisirt werden, ist dem Quadrate der [In]tensität dieser Ströme proportional, so lange sich das [in] ihnen erregte Moment noch nicht einem Maximum nähe[rt]. (Die in letzterer Beziehung von Joule angestellten Versuche verglei[che] §. 456.)

669 Würden zwei an einander gelegte Eisenstäbe, welche beide durch [...] umgeleitete Ströme magnetisirt werden, nicht gegenseitig magnetisir[end] auf einander einwirken, so würde ihre Anziehung gegen einander [...] Producte der in jedem von ihnen für sich erregten Momente an der [Be]rührungsstelle, d. i. dem Producte der magnetisirenden Kräfte pro[por]tional sein. Dem ist indess nicht so, da man die an einander gele[gten] Stäbe als ein einziges fest verbundenes System betrachten kann, de[ssen] Theile alle durch die wirkenden Kräfte gerichtet werden und auch ge[gen]seitig einander richten. Sind daher die, beide Magnete magnetisiren[den] Ströme nicht gleich stark, so ist die Tragkraft T und die [An]ziehung A dem Quadrate der Summe oder des mittleren W[er]thes der beiden Ströme proportional.

So fand Dub[1]), als er zwei 12″ und 6″ lange und 1″ dicke S[täbe] an einander legte, welche durch Ströme von den (an der Tange[nten]bussole gemessenen) Intensitäten I und I_1 magnetisirt waren, folge[nde] Resultate:

---

[1]) Dub, Elektromagnetismus p. 123*.

I	I_1	$I+I_1$	T	$\frac{T}{(I+I_1)^2}$	A	$\frac{A}{(I+I_1)^2}$
875	0,2125	0,3000	2,0 Pfd.	22,0	0,7 Pfd.	7,7
406	0,2309	0,3715	2,9	21,2	1,0	7,3
989	0,3057	0,5046	5,4	21,2	1,9	7,4
680	0,3346	0,6026	7,6	20,9	2,9	7,9

Diese Gesetze gelten indess, abgesehen vom Wendepunkt, nur so
e annähernd, als der Magnetismus des Magnetes und Ankers oder der
en an einander gelegten Elektromagnete sich noch nicht dem Maxi-
nähert. Namentlich bei dünneren und längeren Ankern weichen
alb schon bei etwas stärkeren Strömen die Versuche von denselben ab.
Dub[1]) beobachtete z. B. bei dünneren Ankern, die von einem Elektro-
nete von 12″ Länge und 1″ Dicke angezogen wurden, das Verhältniss
Anziehungen A und A_1 bei den Stromintensitäten I und I_1:

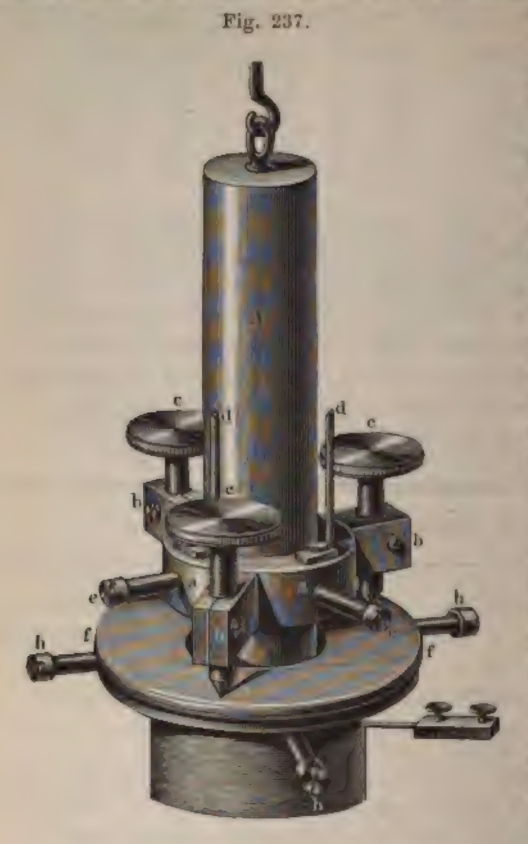
e des Ankers	Dicke des Ankers	$I^2 : I_1^2$	$A : A_1$
4″	1″	36 : 100	4,83 : 11,04
9″	1″	36 : 100	56,15 : 100,00
4″	3/8″	36 : 100	37,00 : 64,00
9″	3/8″	36 : 100	65,00 : 100,00

Mit wachsender Entfernung des Ankers und Magnetes von 670
ander nimmt die Anziehung sehr schnell ab. — Um dieses
alten näher zu studiren, hat Dub[2]) folgenden Apparat construirt:
e von möglichst weichem, feinem, ausgeglühtem und langsam erkal-
n Eisen wurden mit Drahtspiralen umgeben, welche auf aufgeschlitzte
singhülsen aufgewickelt waren, sodann vertical auf einem Brette auf-
ellt, und darauf cylindrische Anker von verschiedener Länge (1 bis
und Dicke (2″ bis 1/16″) aufgesetzt. Die Anker waren an den Enden
fältig abgeschliffen. — Seitlich waren auf dem Brette zwei verti-
Holzleisten aufgestellt, durch die in verschiedener Höhe ein vier-
ger Messingbolzen geschoben werden konnte. Ein Hebel, dessen
rstützungspunkt ein auf dem Bolzen ruhendes Stahlprisma bildete,
en Arme resp. 4″ und 2′ lang waren, trug an seinem kürzeren Ende

) Dub, Pogg. Ann. 74, p. 478, 1848*. — [2]) Dub, l. c. u. Pogg. Ann. 80,
, 1850*.

einen durch eine Schraube hoch und nieder zu stellenden Haken
ein in den Anker geschraubter Ring eingehängt werden konn
Hebel konnte auf diese Weise in die horizontale Lage gebrac

Fig. 237.



den. Durch
von Gewichten
am Ende des
Armes des He
findliche Wagsc
Verstellen eines
kürzeren Arme
ben angebracht
gengewichtes w
dem Versuche
ker tarirt. Na
Magnetisiren de
tes wurde sodan
ein auf dem
Hebelarme vers
Laufgewicht de
vom Magnete ab

Zur Bestimm
Anziehung des
tes in verschiede
fernungen wurd
oberen Rand
der Magnetisir
rale befindliche
netes eine Messi
Fig. 237, vermi
Schrauben *h* befe
welche eine in d
durchbohrte Spi
platte *f* gekittet war. An den Anker *A* wurde eine Messinghül
geschraubt, welche die Stellschrauben *ccc* trug, die sich auf d
platte aufsetzten. Durch Verstellen derselben konnte die unter
des Ankers in beliebige Entfernungen von der oberen Fläche de
tes gebracht werden. Getheilte Leisten *d* auf der Hülse *a* ge
die Einstellung der Schrauben *c* zu bestimmen.

671 Dub[1]) magnetisirte z. B. einen 12″ langen, 1″ dicken Ma
durch Ströme, welche an der Tangentenbussole 20° und 35° Ab

---

[1]) Dub, l. c. — Wir geben im Folgenden einige numerische Data
mit den Gang der Erscheinungen anzudeuten, welche sich doch meist
einfache Gesetze zurückführen lassen.

[redacted]

deren Intensitäten also im Verhältnisse von 36 zu 70 standen, s von demselben vier, je 6'' lange Anker von 1'', $^3/_4$'', $^1/_2$'', $^3/_8$'' ıesser ab. Er fand die Anziehung in Pfunden:

ıd en	Dicke des Ankers							
	1''		$^3/_4$''		$^1/_2$''		$^3/_8$''	
	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$
	3,27	9	4,1	10,5	4,76	16,2	5,1	14,9
	1,1	4,6	1,25	4,6	1,4	6,4	1,6	6,2
	0,9	3,5	0,9	3,1	0,92	3,8	0,95	3,4
	0,71	2,9	0,77	2,6	0,65	2,85	0,65	2,4
	0,6	2,6	0,65	2,15	0,48	2	0,45	1,7
	0,38	1,65	0,36	1,3	0,23	0,95	0,194	0,78
	0,27	1,05	0,23	0,92	0,15	0,65	0,11	0,5
	0,19	—	0,16	—	0,11	—	0,08	—
	0,15	0,6	0,12	0,52	0,084	0,46	0,062	0,28
	0,11	—	0,10	—	0,07	—	0,05	—
	0,095	—	0,08	—	0,062	—	0,044	—
	0,08	—	0,06	—	0,05	—	0,032	—
	0,07	0,27	0,055	0,26	0,04	0,174	—	0,136

ch diesen und anderen Resultaten ist die Anziehung dünnerer in grosser Nähe grösser als die dickerer Anker; bei wachsender ung nimmt die erstere aber schneller ab als die der dickeren Andass sich dabei das Gesetz der Anziehungen umkehren kann.

ndall [1]) hat scheinbar ein anderes, einfacheres Gesetz bei dem 672
en von Eisenkugeln vom Magnete vermittelst einer Wage gefunei diesen Versuchen wurde eine bestimmte Anzahl (n) Papiervon je $^1/_{1000}$'' Dicke zwischen den Elektromagnet und die Kugel und die Gewichte (g) auf der Wagschale so lange geändert, bis el bei derselben Stromintensität i abriss. So fand sich

n	2	5	10	15	20	25	30
g	150	75	40	27	$20^1/_4$	$16^1/_4$	$13^1/_2$
gn	300	375	400	405	405	406	405

ernach sollte die anziehende Kraft proportional mit der Entfernung el vom Magnete abnehmen, wenn dieselbe mehr als $^1/_{125}$'' betrug.

---

yndall, Pogg. Ann. 83, p. 1, 1851*.

Die Verschiedenheit dieses Resultates von den Beobachtungen von mag wohl in den engeren Grenzen liegen, in denen diese Versuch gestellt waren, bei denen sich die Abweichung von der Proportion noch nicht deutlich zeigte.

Als Tyndall bei anderen Versuchen nach dem Zwischenlegen schiedener (n) Papierblättchen von $^{1}/_{1000}''$ Dicke zwischen den Ma stab und die Kugel stets dasselbe Gewicht (g) auf die Wage legte, die Intensität i änderte, bis die Kugel abriss, fand er u. a.

n	11	13	15	17	19	21	23
i	440	472	513	545	573	601	635
$const\, i/\sqrt{n}$	132	131	132	132	131	133	132

Um die Kugel bei verschiedenen Entfernungen mit gleicher festzuhalten, soll also der Magnetismus des Magnetes der Quadratw der Entfernung proportional zunehmen.

Aus den beiden Sätzen von Tyndall würde folgen, dass die ziehung in der Entfernung dem Quadrate der magnetisirenden Kraft portional zunimmt, wie dies auch die oben mitgetheilten Versuch gaben.

Bei unmittelbarer Berührung zwischen Kugel und Elektrom fand Tyndall dagegen die Tragkraft T der Intensität des magneti den Stromes, oder da das Maximum der Magnetisirung noch fern dem Momente des Magnetes direct proportional.

Als Tyndall z. B. die Wagschale mit 300 bis 420 g belastete die Stromintensität I änderte, bis die an der anderen Seite des W balkens hängende Kugel vom Magnete abriss, fand er die jenen Gew gleiche Tragkraft T:

T	300	320	340	360	380	400	420
I	8,5	9,12	9,62	10,25	10,75	11,25	11,[illegible]
T/I	35,3	35,3	35,3	35,1	35,3	35,5	35,[illegible]

Dub hat indess mit Recht darauf aufmerksam gemacht, dass Gesetze von Tyndall nicht allgemeinere Gültigkeit haben können; wenn bei der Berührung die Anziehung der magnetisirenden Kraft d bei einiger Entfernung dem Quadrate derselben proportional ist, so m bei wachsender Magnetisirung endlich die Anziehung in der Entfer grösser sein als bei der Berührung.

In einiger Entfernung von den Magnetpolen ist nach den Vers von Dub[1]) die Anziehung zweier Kugeln von $^{3}/_{4}''$ und $1^{1}/_{2}''$ D messer in der That dem Quadrat der Intensität des magnetisir Stromes proportional. Bei der Berührung findet indess Dub, das Tragkraft zuerst langsam wächst und dann schneller, so dass sie m mehr dem Quadrate der magnetisirenden Kraft proportional wird,

[1]) Dub, Pogg. Ann. 85, p. 239, 1852*.

[redacted]

h so immer mehr die Gesetze der Anziehung in der Entfernung und i der Berührung einander annähern.

So ist z. B. bei der Intensität I des magnetisirenden Stromes die ziehung zweier Kugeln von $1^1/_2''$ und $^3/_4''$ Durchmesser durch einen " langen, 1" dicken Elektromagnetstab bei der Berührung (T) und in r Entfernung einer Papierdicke (A):

I	Kugel $1^1/_2''$				Kugel $^3/_4''$			
	T	T/I^2	A	A/I^2	T	T/I^2	A	A/I^2
1	0,3 Pfd.	0,3	0,04	0,04	0,09	0,09	—	—
3	1,25	0,14	0,36	0,04	0,45	0,05	0,098	0,011
6	2,8	0,078	1,5	0,042	0,95	0,026	0,4	0,011
9	5,2	0,064	3,6	0,044	1,85	0,023	1	0,012
2	7,4	0,051	6	0,042	2,6	0,018	1,8	0,012

Dasselbe Resultat erhielt Dub auch bei anderen Ankern, welche auf gnetstäbe aufgesetzt waren. So war z. B. die Anziehung eines $^1/_2''$ ken, 4" langen, cylindrischen Ankers durch obigen Magnetstab:

I	Bei Berührung		Im Abstande einer Papierdicke	
	A	A/I^2	A	A/I^2
2	0,75 Pfd.	0,187	0,3 Pfd.	0,075
5	4,2	0,168	2	0,080
8	8,6	0,134	5	0,078
12	16	0,111	12	0,083

Die Versuche von Dub und Tyndall und ähnliche Versuche von l[1]) lassen sich übrigens durch eine empirische Formel von der Form

$$T = a[(d + \delta) + b(d + \delta)^2]^{-1}$$

llen, wo d der Abstand zwischen Anker und Magnet, a b, und δ ante sind.

Steigert man die magnetisirende Kraft, statt durch Vergrösserung 673
Stromintensität, durch Vermehrung der Anzahl der Windungen der

1) Pihl, On Magnets. Christiania 1878*.

Magnetisirungspirale, so ergeben sich selbstverständlich, abgeseh den durch die verschiedene Lage der Windungen bedingten Abw gen, dieselben Gesetze. So fand u. a. Dub[1]), als er einen 12″ 1″ dicken Magnetstab durch eine oder beide Windungsreihen aus zwei parallelen Drähten gewickelten Spirale magnetisirte u demselben einen 6″ langen, $^3/_4$″ dicken Anker abriss, bei verschi Intensitäten I des benutzten Stromes folgende Anziehungen:

Abstand des Ankers vom Magnete	$I = 344$		$I = 577$	
	152 Wind.	304 Wind.	152 Wind.	304 W
0	0,44 Pfd.	1,5 Pfd.	1,15 Pfd.	3,8
$^1/_{180}$″	0,1	0,4	0,25	1
$^1/_{90}$	0,06	0,25	0,17	0,7
$^1/_{60}$	0,04	0,18	0,12	0,5
$^1/_{45}$	—	—	0,09	0,3
$^2/_{45}$	—	—	0,044	0,16

Wird sowohl die Intensität I des Stromes, als auch die Za Windungen W geändert, so entspricht die Anziehung dem Quadr Productes $I\,W$, also dem Quadrate der magnetisirenden Kraft. S Dub[2]) die Anziehung A eines 12″ langen und $1^3/_4$″ dicken Eise gegen eine Eisenkugel von $1^1/_2$″ Durchmesser bei Zwischenlegun Blattes Papier:

I	W	A
1944	130	0,033 Pfd.
1944	260	0,14
3839	130	0,138
3839	260	0,58

Die Anziehung zwischen Magnet und Anker bei gewissen Entfernung derselben von einander ist als Quadrate der magnetisirenden Kräfte proportional.

[1]) Dub, Pogg. Ann. 80, p. 517, 1850*; Elektromagnetismus, p.
[2]) Dub, Pogg. Ann. 85, p. 245, 1852*; Elektromagnetismus, p. 169*.

Da das magnetische Moment der Theile eines Eisenstabes an der 674
, wo die magnetisirende Kraft wirkt, im Allgemeinen am grössten ist, t auch die Tragkraft und Anziehung desselben gegen einen Anker edeutendsten, wenn die Spiralwindungen der Magnetisirungsspirale ichst dicht an der Berührungsstelle angehäuft sind.

Vermehrt man die Zahl der Windungen, indem man nicht nur das Anker zunächst liegende Ende des Eisenstabes, sondern auch seine en Theile mit Draht umwickelt, so nimmt das Moment der Theil- an der Berührungsstelle nicht mehr proportional der Zahl der Win- n, sondern in schwächerem Verhältniss zu; die Anziehung ist dann nicht mehr proportional dem Quadrate derselben.

So erhielt z. B. Dub[1]), als er einen 12 Zoll langen, $^3/_4$ Zoll dicken durch 1 bis 6 Spiralen von je 56 Windungen und $1^3/_4$ Zoll Länge tisirte, deren erste an der Berührungsstelle mit dem Anker lag, wendung gleich starker Ströme folgende Anziehungen *A*. Der Ab- zwischen Anker und Magnet betrug $^1/_{180}$ Zoll.

l *n* der Spiralen	1	2	3	4	6
A	10	32	67	100	130
$\sqrt{A}/n$	3,162	2,828	2,728	2,5	1,9

ie Einheit der Werthe *A* ist ein hundertel Pfund. Die Werthe , welche annähernd den Momenten der Theilchen des Stabes an rührungsstelle mit dem Anker für gleiche magnetisirende Kräfte echen, nehmen also hier mit der Zahl der Magnetisirungsspiralen ab. asselbe Resultat ergiebt sich auch durch andere Versuche von), bei denen er in ähnlicher Weise verfuhr, nur dass durch Ver- rung der Stromintensität das Product derselben mit der Zahl iralwindungen, d. h. die magnetisirende Kraft constant erhalten . Dabei fand eine Abnahme der Tragkraft und Anziehung statt, ter sich die Magnetisirungsspirale von der Berührungsstelle des s und Magnetes aus über letzteren ausbreitete.

llgemeinere Gesetze lassen sich über dieses Verhalten nicht auf- , da die Bedingungen der Versuche zu complicirt sind.

nfluss der Dimensionen der Anker und Magnete au ihre Tragkraft und Anziehung.

ie Gesetze der Anziehung von Anker und Magnet lassen sich aus 675
setzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes in ge-

Dub, Elektromagnetismus p. 163, 1861*. — [2]) Dub, Pogg. Ann. 81, 850*.

raden Stäben ableiten, wenn Anker und Magnet gleich dick sind sich mit ihrem ganzen Querschnitt berühren.

Denkt man sich einen Eisenstab seiner ganzen Länge nach einer Magnetisirungsspirale bedeckt und an irgend einer Stelle schnitten, so ist, um die beiden Theile des Stabes von einand reissen, eine Kraft erforderlich, welche dem Quadrat des magneti Momentes der einzelnen Stellen desselben an der Berührungsstelle portional ist. Ist die Vertheilung durch die Formel der Kettenlini geben, so entspricht das Quadrat der Ordinate derselben an jeder S dieser Anziehungskraft. — Man kann daher aus den §. 553 u. f. abgeleiteten Sätzen über die Vertheilung des magnetischen Mom auch diese Anziehungskraft für jedes System zweier gleich dicker, ihren ganzen Endflächen an einander gelegter Stäbe berechnen. Be experimentellen Untersuchung der Tragkraft verhindern indes §. 443 angeführten Fehlerquellen, dass die Resultate genau den Vo setzungen entsprechen; bei Bestimmung der Anziehung in einiger fernung, z. B. bei Zwischenlegung eines Papierblattes sind die Mom der Theilchen der beiden Stäbe an den gegenüberliegenden Stellen e kleiner, als wenn sie unmittelbar auf einander liegen, da die gegens Einwirkung der Theilchen geringer wird.

676 Die Tragkraft eines kugelförmigen Magnetsystemes hat Stef berechnet. Hierbei ist nicht nur die Wirkung der auf der Trenn fläche, sondern auch der auf der Oberfläche verbreiteten Magneti zu berücksichtigen. Als Resultat ergiebt sich, dass wenn Anker Magnet zwei Halbkugeln vom Radius a sind, auf deren Trennungsf die magnetische Axe senkrecht steht, die absolute sowie relative T kraft für die Einheit der Fläche ein Maximum ist. Dasselbe ist nur so gross, wie wenn die auf der Oberfläche verbreiteten freien Mag men nicht vorhanden wären.

Sind Anker und Magnet durch einen Schnitt getrennt, dess der magnetischen Axe zusammenfallende, zum Kugelmittelpunkt füh Normale mit einem von letzteren zu seinem Rande gezogenen R den Winkel α bildet, so ist, wenn m das Moment der Volumeneinh die ganze Tragkraft

$$A = \pi^2 m^2 a^2 \sin^4 \alpha.$$

Das Volumen des Kugelsegmentes ist $v = \frac{1}{4} \pi a^3 \sin^4 \alpha$, also

$$A = \frac{4 \pi m^2 v}{a}.$$

Eine kleine Kugel vom Volumen v und dem gleichen Moment Volumeneinheit würde von der Kugel vom Radius a, und dem gle Moment der Volumeneinheit in der Mittelpunktsentfernung x mit der

[1]) Stefan, Wien. Ber. 81, p. 107, 1880*; Beibl. 4, p. 797*.

[redacted]

$$A' = \frac{4\pi a^3 m}{3} \, v m \, \frac{6}{x^4},$$

m Contact, wenn der Durchmesser der kleineren Kugel gegen a lässigt wird, mit der Kraft

$$A'_c = \frac{8\pi m^2 v}{a}$$

:en, also doppelt so stark, wie das Kugelsegment.

ei gleich grosse Kugeln vom Radius a ziehen sich nach obiger beim Contact mit der Kraft $^2/_3\, \pi^2 a^2 m^2$ an; die Kraft ist also $^2/_3$, wie die der beiden Hälften einer diametral zerschnittenen Kugel. h ist die Wirkung der freien Magnetismen auf der Oberfläche ıs nicht gering gegen die Wirkung der Magnetismen an den einerührenden Flächen.

ıb[1]) hat aus seinen empirischen Sätzen, welche er an die Stelle 677
ıiger elementaren theoretisch abgeleiteten Sätze stellt, eine Reihe n solchen Sätzen für die Tragkraft und Anziehung der geraden ntwickelt und durch Versuche zu bestätigen versucht. Er findet entlichen folgende Sätze:

Die Tragkraft und Anziehung zwischen zwei gleichen Stäben ist :he, mag die Magnetisirungsspirale nur über einen oder über beide ırer ganzen Länge nach ausgebreitet sein. — Dieser Satz, der erhalb gewisser Grenzen annähernd richtig sein kann, wurde an ıtemen von gleichen, 6, 9 und 12 Zoll langen Stäben geprüft. ıgkräfte und Anziehungen nach Zwischenlegung eines Papierergaben sich in beiden Fällen gleich, wie folgt:

der Stäbe	Bei gleicher magnetisirender Kraft			
	Beide Stäbe mit Spiralen umgeben		Nur der eine Stab mit einer Spirale umgeben	
	Tragkraft	Anziehung	Tragkraft	Anziehung
oll	4,2 Pfd.	1,2 Pfd.	4,2 Pfd.	1,25 Pfd.
	6	1,8	6	1,8
	8	2,5	8,2	2,55
	—	—	11,6	3,7
	—	—	15,5	5,6

1) ub, Pogg. Ann. 102, p. 213 u. 217, 1857*; Elektromagn. p. 282*.

2. Die Tragkraft und Anziehung zweier Stäbe ist bei gl magnetisirender Kraft der Länge des kürzeren von ihnen propor welche Länge auch das System hat, wenn nur der eine der beiden beide Stäbe ganz mit der Magnetisirungsspirale bedeckt sind. So sich z. B.

Länge des Magnetes	Länge des Ankers	Tragkraft	Anziehung
12 Zoll	12 Zoll	7,8 Pfd.	2,55 Pfd.
15	9	5,4	2
18	6	4,1	1,2
21	3	2	0,64
23	1	0,75	0,2
18	18	11,6	3,7
24	12	8,2	2,6
30	6	4,3	1,3
33	3	2	0,65
35	1	0,6	0,2
24	24	16	5,6
30	18	10,9	4,2
36	12	8	2,5
42	6	4	1,2

Es ist hierbei gleichgültig, welcher der beiden Stäbe als M benutzt wird; nur wenn der kürzere Theil als Magnet dient, nimm Anziehung mit der Verkürzung desselben etwas weniger schnell ab

Hiernach ist die Tragkraft und Anziehung verschieden l Magnetstäbe gegen denselben Anker constant, wenn letzterer kürz als erstere. Dies zeigte sich auch, als Dub (l. c.) eine Eisenkuge 1 Zoll Durchmesser durch Magnetstäbe von 6 bis zu 24 Zoll Läng 1 Zoll Durchmesser anziehen liess. Die Tragkraft schwankte nu schen 1,9 bis 1,8 Pfund, die Anziehung zwischen 0,95 bis 0,8 Pfu

3. Es folgt ferner aus den Zahlenwerthen, dass die Anzie und Tragkraft gleich langer Systeme im Maximo ist, wenn Anke Magnet gleich lang sind.

4. Die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Systeme, w alle in gleichem Verhältniss getheilt sind, ist unter sonst gleichen ständen ihrer Länge proportional. Die Beweise dieses Satzes si den schon angeführten Tabellen enthalten.

5. Bei der Bestimmung der Anziehung von Eisenkugeln Elektromagnetstäbe von demselben Durchmesser wie die Kugeln

ch die Tragkraft sowohl bei der unmittelbaren Berührung (wenigstens enn die Magnetisirungsspirale die Magnetstäbe eng umschloss), als ich die Anziehung in grösseren Entfernungen direct proportional dem urchmesser der Stäbe, oder, da das Moment derselben nach §. 540 der urzel des Durchmessers entspricht, proportional dem Quadrat ihres agnetismus [1]). So war z. B. bei 12 Zoll langen Magnetstäben, die auf rer ganzen Länge mit 312 Drahtwindungen bedeckt waren:

icke des Magnetes	$^3/_4$ Zoll	1 Zoll	$1^1/_2$ Zoll	2 Zoll
agkraft	1,48 Pfd.	2,2	2,98	4,2
nziehung bei Zwischenschaltung eines Papierblattes	0,3 Pfd.	0,48	0,67	0,97

Ein ähnliches Resultat hat schon früher Botto [2]) erhalten. Er umb drei Eisencylinder, deren Dimensionen im Verhältniss von 1 : 2 : 3 nden, mit Spiralen von gleich viel Drahtwindungen und von Durchssern, die sich gleichfalls wie 1 : 2 : 3 verhielten. Auf die Cylinder rden halb so lange Cylinder von gleichem Durchmesser gesetzt und ch Magnetisirung der ersteren durch Ströme von gleicher Intensität rch eine Wage abgerissen. Die Tragkräfte verhielten sich wie die rchmesser der Cylinder. — Waren die Zahlen der Windungen der iralen proportional den einander entsprechenden Dimensionen der linder, so verhielten sich die Tragkräfte proportional den Quadraten r letzteren.

Die Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete ist bei gleichen 678
seren Dimensionen wesentlich verschieden, je nachdem die Intensität r sie erregenden Ströme sich ändert. Bei schwächeren Strömen müssen de Arten von Elektromagneten nahezu gleiche Tragkräfte zeigen; bei rkeren besitzen aber die hohlen Magnete mit dickeren Wänden und e massiven Magnete eine grössere Tragkraft, da in ihnen das Maximum r Magnetisirung nicht so bald erreicht ist, als in den hohlen Magneten it dünneren Wänden, und auch die inneren Theile stärker durch die nwirkung des magnetisirenden Stromes erregt werden. Dieses Ueberwiegen der Tragkraft der massiven Magnete hat Pfaff [3]) nachgewiesen. Er fand, dass bei gleicher Umwindung mit Draht und gleicher ensität des durch denselben geleiteten Stromes die Tragkräfte gleich eiter Eisenröhren, deren Wände $^{17}/_{18}$ und $4^1/_2$ Linien dick waren, deren ewichte 57 und 249 Loth betrugen, sich wie 1 : 15, die eines hohlen ohres und massiven Eisenstabes, welche (mit der Kupferdrahtumwickng) 24 und $46^1/_2$ Unzen wogen, sich wie 1 : 2 verhielten.

Nach du Moncel [4]) wird die Tragkraft eines hohlen Magnetes (z. B. n 70 mm Länge und 14 mm Dicke) nicht gesteigert, wenn man ihn

[1]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 261, 1853*; Elektromagn. p. 228*. — [2]) Botto, ta 1, p. 481; Jahresber. 1847, p. 473*. — [3]) Pfaff, Pogg. Ann. 50, p. 636, 53, p. 309, 1841*. — [4]) du Moncel, Compt. rend. 54, p. 1231, 1862*.

zum grössten Theil seiner Länge bis auf etwa 5 mm von seinem Anker zugekehrten Ende mit einem massiven Eisencylinder erfüllt, den die hohlen Magnete mittelst einer nur 5 mm dicken Eisenplat ihrem Ende geschlossen, so ist die Anziehung die gleiche, wie bei ven Stäben. Dasselbe gilt von Hufeisenmagneten.

679 Ausser obigen Sätzen hat Dub[1]) noch eine Reihe andere ziehungen aufgefunden. Dieselben betreffen namentlich den Einflu Berührungsfläche auf die Tragkraft und Anziehung. Wir erwähne die wesentlichsten und beispielsweise einzelne numerische Resultat sie doch nur ein specielles Interesse haben.

1. Die Tragkraft zwischen cylindrischen, an ihren Enden g abgeschnittenen Magneten und Ankern nimmt bis zu einem ge Grade mit Verkleinerung ihrer Berührungsfläche zu. Diese Zu ist namentlich beim Anlegen von Ankern an hufeisenförmige El magnete schon früher beobachtet worden. So haben sie dal Ne und Pfaff[3]) bemerkt, als sie die an die Magnetpole anliegende F der Anker abrundeten — Die Anziehung von einer gewissen fernung an nimmt aber mit Verkleinerung der Berührungsfläch und zwar in geringerem Maasse, als die Durchmesser der Anke nehmen.

a Magnet 12 Zoll lang, 1 Zoll dick,
b Magnet 12 Zoll lang, $\frac{1}{2}$ Zoll dick.

Abstand von der Polfläche	Durchmesser der 6 Zoll langen cylindrischen An						
	1 Zoll		$\frac{3}{4}$ Zoll		$\frac{1}{2}$ Zoll		$\frac{3}{8}$ Z
	a	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*
	Pfund	Pfund	Pfund	Pfund	Pfund	Pfund	Pfund
0	9	5,4	10,5	4,9	16,2	4,4	15
$\frac{1}{180}$	4,6	1,6	4,6	1,4	6,4	1,3	6,2
$\frac{1}{90}$	3,5	0,96	3,1	0,7	3,8	0,9	3,4
$\frac{1}{60}$	2,9	0,67	2,6	0,6	2,85	0,67	2,4
$\frac{1}{45}$	2,6	0,54	2,15	0,44	2	0,48	1,7
$\frac{1}{9}$	0,6	0,088	0,5	0,08	0,46	0,072	0,28
$\frac{1}{8}$	0,13	—	0,125	—	0,085	—	0,072

[1]) Dub, Pogg. Ann. **80**, p. 494; **81**, p. 46, 1850*; Elektromagn. p. 3
[2]) dal Negro, Pogg. Ann. **29**, p. 490, 1833*. — [3]) Pfaff, Pogg. An p. 303, 1841*.

2. Bei verschiedenen Stromintensitäten I wird das Maximum der agkraft bei um so grösserem Durchmesser des Ankers erreicht, je nger derselbe ist und je grösser die Stromintensität I ist [1]).

I	Magnet 12 Zoll lang, 1 Zoll dick. Anker 6 Zoll lang. Durchmesser der cylindrischen Anker				
	$^{12}/_{16}$ Zoll	$^{8}/_{16}$ Zoll	$^{6}/_{16}$ Zoll	$^{3}/_{16}$ Zoll	$^{2}/_{16}$ Zoll
36	3,9	4,76	5,1	2,7	2,17
46,6	5,53	7,14	7,3	3,4	2,2
60,1	8,08	10,36	10	3,82	2,4
70	10,29	12,54	11,88	4,1	2,86
81	12,86	16,20	14,9	3,86	2,85
101	16,2	20	17,25	3,76	2,78

I	Magnet 12 Zoll lang, 1 Zoll dick. Anker 12 Zoll lang. Durchmesser der Anker					
	$^{12}/_{16}$ Zoll	$^{10}/_{16}$ Zoll	$^{8}/_{16}$ Zoll	$^{6}/_{16}$ Zoll	$^{3}/_{16}$ Zoll	$^{2}/_{16}$ Zoll
36	4,69 Pfd.	5,8	6,82	7,24	3,28	2,02
46,6	8,6	9,33	10,83	10,26	3,75	2,5
60,1	12	14,76	16,15	13,8	4,3	2,65
70	18,3	19,2	19,6	15,65	4,36	2,81
81	19,75	22,8	24,8	17,02	4,54	2,65
101	28,87	33,41	27,5	18,65	4,84	2,94

3. Zugespitzte Anker haben bei gleicher Berührungsfläche eine össere Anziehung und Tragkraft als nicht zugespitzte Anker von derlben Länge. — Bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnete tt der Einfluss der Verkleinerung der Berührungsfläche immer mehr rück.

1) Dub, Elektromagnetismus p. 345*.

Magnet 12 Zoll lang, 1 Zoll dick. Anker 6 Zoll lang.

Abstand von der Polfläche	Anker 1 Zoll dick	Anker 1 Zoll dick, conisch zugespitzt[1])	Anker ½ Zoll dick
0	3,3 Pfd.	7	4,76
$^1/_{180}$	1,1	2	1,4
$^1/_{90}$	0,9	1,35	0,92
$^1/_{60}$	0,7	0,93	0,65
$^1/_{45}$	0,6	0,7	0,48
$^1/_{15}$	0,27	0,2	0,15
$^1/_{9}$	0,15	0,1	0,084

In ähnlicher Weise beobachtete Nicklès[2]), als er zugleich un trennt von einander an die beiden Pole eines Hufeisenelektromag deren einer eben, der andere convex war, je zwei gerade Anker hängte, deren Enden eben, cylindrisch oder convex gefeilt waren, gende Tragkräfte.

	Convexer Pol	Ebener Pol
Convexer Anker	300 g	600 g
Cylindrisch gefeilter Anker . .	300 „	540 „
Ebener Anker	610 „	450 „

Die Tragkraft ist also bei Berührung einer ebenen und conv Fläche am grössten.

4. Die Anziehung wächst mit der Masse des Ankers und is Maximum, wenn die Berührungsflächen des Ankers und Magnetes und gleich gross sind, vorausgesetzt, dass der Anker nicht länger i der Magnet.

5. In einiger Entfernung ist die Anziehung annäherungsweise selbe bei Ankern von gleichem Gewicht. Diese Gleichheit tritt licher hervor, wenn die Grösse der Berührungsfläche dieselbe ist.

Bei den folgenden Versuchen[3]) z. B. hatten die verschiedenen A gleiche Gewichte:

---

[1]) Der conische Anker war auf 1 Zoll von seinem Ende zugespitzt, seine Berührungsfläche mit dem Magnet ½ Zoll Durchmesser hatte. Eh magnetismus p. 341*, auch Pogg. Ann. 105, p. 49, 1858*. — [2]) Nic Électro-aimants p. 27, 1860*. — [3]) Dub, Elektromagnetismus p. 342*.

a Magnet 12 Zoll lang, 1 Zoll dick. *b* Magnet 12 Zoll lang, $\frac{1}{2}$ Zoll dick.

Abstand von der Polfläche	Länge der Anker							
	a				*b*			
	4″	$7\frac{1}{9}$″	$12\frac{2}{3}$″	16″	4″	$7\frac{1}{9}$″	$12\frac{2}{3}$″	16″
0	2,5 Pfd.	4	6,6	7,8	4,4	4,7	6,4	6,6
$\frac{1}{180}$	0,82	1,4	2,1	2,7	1,5	1,45	1,8	1,8
$\frac{1}{90}$	0,66	1	1,15	1,7	0,98	0,82	1,15	1
$\frac{1}{60}$	0,56	0,7	1	1,3	0,72	0,7	0,88	0,78
$\frac{1}{45}$	0,48	0,6	0,7	0,66	0,57	0,5	0,68	0,58
$\frac{4}{45}$	0,16	0,18	0,16	0,17	0,12	0,12	0,13	0,125
$\frac{1}{9}$	0,12	0,14	0,13	0,13	—	—	—	—
$\frac{1}{5}$	0,063	0,07	0,066	0,06	—	—	—	—

Die Anziehung verschieden grosser Kugeln von Eisen durch den- 680
selben Magnetstab hat Tyndall bei seinen §. 672 beschriebenen Versuchen bestimmt. Bei drei Kugeln von 0,95 Zoll, 0,48 Zoll, 0,287 Zoll Durchmesser und 65,25 g, 9 g, 1,7 g Gewicht verhielten sich die Intensitäten der Ströme, bei denen sie bei gleicher Belastung der sie tragenden Wage abrissen: erstens als sie unmittelbar auf den Magnet gesetzt wurden, wie 1 : 2,4 : $(2,4)^2$; sodann, als ein Glimmerblatt zwischen den Magnet und die Kugeln geschoben wurde, wie 1 : 2,25 : $(2,25)^2$.

Die Einwirkung der Verkleinerung der Berührungsfläche auf die 681
Anziehung und Tragkraft ist durch die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus bedingt. Wird auf ein Ende eines magnetischen Stabes ein dünnerer Anker aufgesetzt, so wird ihm freilich durch die Wirkung des Magnetes ein geringeres magnetisches Moment ertheilt, als wenn er die gleiche Dicke mit dem Magnete hätte; zugleich ist die Zahl der einander anziehenden Punkte geringer, und deshalb ist die Anziehung in einiger Entfernung kleiner. Wenn der dünnere Anker dagegen bei unmittelbarer Berührung von dem Magnet abgehoben wird und sich dabei ebenso stark neigt wie der dickere Anker, so entfernen sich seine verhältnissmässig stark magnetisirten Randtheile weniger weit von der Magnetfläche, als bei dem dickeren Anker. Zugleich ist bei grösseren Flächen die Berührung verhältnissmässig weniger innig, als bei kleinen. Daher kann die Tragkraft grösser sein bei dünneren Ankern, wenn die Verminderung des Momentes durch die Verkleinerung des Durchmessers, auch wohl die dabei leichter eintretende Sättigung

wiederum eine Abnahme der Tragkraft hervorruft. Wird die Ver derung der Berührungsfläche ohne wesentliche Verminderung der M des Ankers hergestellt, z. B. durch Zuspitzung, so zeigt sich di durch bedingte Zunahme der Tragkraft deutlicher, da dann die E wirkung der grösseren Zahl der von der Berührungsfläche entfern magnetisirten Theilchen des Ankers auf die an jener Fläche liege bedeutender ist. Da bei grösserer Entfernung des Ankers vom Ma die Ungleichheiten der Form gegen den Abstand mehr und mehr zu treten, so ist dabei die Anziehung verschieden geformter Anker von chem Gewichte nahezu gleich.

Eine Verminderung der Anziehung durch die vermeintliche stossung der einander berührenden Querschnitte von Anker und Ma welche sich von ihrer Massenanziehung subtrahiren und bei der kleinerung der Berührungsflächen gleichfalls kleiner werden sollte gleiche §. 665), brauchen wir zur Erklärung der betrachteten Er nungen nicht anzunehmen.

682 Legt man an das eine Ende eines linearen, mit einer Magnetisir spirale umgebenen Eisenstabes eine Eisenmasse, so nimmt die Tragk desselben am anderen Ende zu [1]). Man kann dies nachweisen, in man einen Eisenstab vertical in einer Spirale befestigt, oben auf selben ein Stück Eisen legt und unten einen mit Gewichten belast Anker anhängt, der gerade noch getragen wird. Sobald man die o Eisenmasse entfernt, fällt der Anker ab. Auf ähnliche Weise beobach Nicklès [2]), als er an den einen Pol eines hufeisenförmigen Ele magnetes entweder keine Armatur von Eisen oder eine solche von und von 590 g Gewicht legte, dass die Tragkraft des anderen Poles 250 g bis 435 und 575 g anstieg.

Bei anderen Versuchen wurde ein gerader, 0,15 m langer Eisen dessen untere Fläche abgerundet war, als Magnet in einer 0,1 m la Magnetisirungsspirale vertical aufgestellt. Auf sein oberes Ende wu Eisencylinder I bis VII von gleicher Dicke, wie der Magnet, von 5 15, 20, 25, 30, 35 cm Länge gestellt, und nun die Tragkraft am unt Ende bestimmt, einmal, indem ein unterhalb mit Gewichten belas cylindrischer Anker mit seiner Cylinderfläche gegen den Magnetpo legt und die Belastung untersucht wurde, bei welcher derselbe bei Anlegen gerade noch festgehalten wurde, dann indem nach dem Anl die zum Abreissen vom Magnetpole erforderlichen Gewichte beoba wurden. Auf diese Weise ergaben sich u. a. in beiden Fällen die T kräfte A und B:

---

[1]) Magnus, Pogg. Ann. 38, p. 439, 1836*. — [2]) Nicklès, Ann. de C et de Phys. [3] 37, p. 400, 1853*; Élektro-aimants p. 61*; auch vom K Pogg. Ann. 81, p. 337, 1850*.

Eisenstäbe auf den Magnet aufgesetzt:

	0	I	II	III	IV	V	VI
A	720	845	1000	1050	1150	1050	1050
B	800	1000	1050	1109	1180	1200	1150

	VI + I	VI + II	VI + IV	VI + VII
A	1000	950	930	890
B	1150	1000	999	940

erden also die an den Magnet gelegten Stäbe sehr lang, so nimmt
igkraft wieder ab.

ır Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass die an den Magnet
n Eisenmassen durch denselben magnetisirt werden, und die in
gerichteten Theilchen auf den Elektromagnet selbst rückwirken
ch seine Theilchen stärker richten als vorher. Dadurch nimmt
ıgkraft bis zu einer Grenze zu. Da sich aber zugleich die Ver-
g der magnetischen Momente in der ganzen, vereinten Eisenmasse
ınlegen längerer Eisenstäbe an das obere Ende des Magnetes
und der Punkt, wo das Maximum jener Momente liegt, immer
on dem unteren Ende des Magnetes in die Höhe rückt, so nimmt
ch im Gegentheil die Tragkraft ab. Diese Erscheinung zeigt sich
erst deutlich, wenn die Zunahme der Magnetisirung des Magnetes
terer Vermehrung der angelegten Eisenmassen nur noch gering ist.

ese Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Theilen eines 683
isirten Systems von Eisenmassen zeigt sich auch bei einigen Ver-
von vom Kolke[1]), bei denen er ein Eisenstäbchen von den Polen
ıfeisenförmigen Elektromagnetes abriss.

urden die beiden Schenkel des Magnetes durch Ströme von ver-
ner Intensität entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne
so ergab sich die Tragkraft *T* an einander entsprechenden Punk-
Polflächen:

tensität	*I*	176	364	577	700
le gleichnamig	*T*	9,1	27,3	42,5	53
le ungleichnamig	*T*	35,5	57,5	83,3	101,2

e durch den Magnetismus des einen Schenkels auf den anderen
el ausgeübte magnetisirende Wirkung ist also bei schwächeren
isirungen viel grösser, als bei stärkeren.

i Stahlmagneten ist die Zunahme der Tragkraft des einen Poles
ınlegen von Eisenmassen an den anderen null oder nur sehr klein,
hier die Rückwirkung der magnetisirten Eisenmassen auf den

---

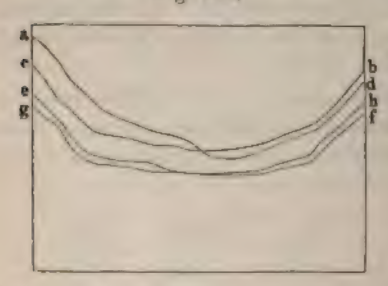
om Kolke, Pogg. Ann. **81**, p. 337, 1850*.

Stahlmagnet, wenn auch merklich, doch nur in sehr geringer S zum anderen Pole erstreckt.

684 Die Tragkraft verschiedener Stellen des Quersc eines Elektromagnetes gegen einen Eisenanker ist Kolke (l. c.) bestimmt worden. Er bediente sich dazu eines förmigen Elektromagnetes von 84 kg Gewicht, dessen Schenkel Durchmesser hatten. Der Abstand beider Pole betrug 284 mm Schenkel war mit 4 Lagen von je 92 Windungen von 4,36 mm Kupferdraht umwunden. Auf die Polfläche des Magnetes w 1,7 g schweres, 26 mm langes, 4,5 mm dickes, am Ende zug Eisenstäbchen aufgesetzt, welches an dem einen Ende eine balkens hing. Dasselbe wurde durch Bleischrot abgerissen, we die am anderen Ende des Wagebalkens hängende Schale g wurde.

Hätte der Magnet nur einen Schenkel, so müsste die A des Stäbchens in der Mitte seiner Polfläche am schwächsten, a am bedeutendsten und rings um die Mitte gleich gross sein. hufeisenförmigen Magnet wird aber der Punkt des Minimums ziehung nach der dem zweiten Pol zugekehrten Seite verschob beide Pole ungleichnamig, nach der entgegengesetzten Seite, we gleichnamig magnetisirt sind. Auch besitzt im ersten Falle der pol am Rande das Maximum der Anziehung zunächst dem bena Pol, im zweiten an dem diametral gegenüberliegenden Punkte. beiden Fällen an verschied len der axialen, die Mitt beider Pole verbindenden Li findenden Anziehungen Magnetpol sind durch die O der Curven *ab* und *ef*, Fig. in der darauf senkrechte den Mittelpunkt der Polfläc den Linie durch die Ordin Curven *cd* und *gh* angeg Wird nur ein Schenkel de tes durch einen herum

Fig. 238.



Strom erregt, so zeigt sich auf dem Pol dieses Schenkels, sowie des nicht erregten nahezu dieselbe Vertheilung des Magnetis ist derselbe auf dem letzteren schwächer. Im Allgemeinen fla indess die die Vertheilung bezeichnenden Curven ab, je schw Magnetisirung ist, so dass dabei das Verhältniss des Maxim Minimums des Magnetismus auf der Polfläche kleiner wird.

Wurden auf den Magnet zwei parallelepipedische, 189 m 67,5 mm breite, 27 mm hohe Halbanker aufgelegt und die Trag einen derselben in der Mitte und an einer dem gegenüberliegen

ächst liegenden Ecke bestimmt, so wuchs dieselbe mit An-
der Halbanker an einander sehr schnell. Sie muss indess end-
laximum erreichen, da sich bei unmittelbarer Berührung der
r oder bei Ersetzung derselben durch einen ununterbrochenen,
pedischen, beide Pole verbindenden Anker in der Mitte zwi-
Polen eine Indifferenzstelle bildet, von der aus nach beiden
Tragkraft erst schnell, dann langsamer zunimmt. Indess
n die Halbanker bis auf 2 mm einander genähert wurden, war
imum noch nicht erreicht.
beide Pole mittelst eines parallelepipedischen Ankers verbunden
'ole gleichnamig erregt, so ist mit Ausnahme der stärker po-
ten die Tragkraft auf der ganzen Länge des Ankers nahezu
ird nur ein Pol erregt, so nimmt die Tragkraft des Ankers von
l bis zur Kante des zweiten, nicht erregten Poles ab. Ueber
selbst zeigt sich keine Anziehung gegen das Eisenstäbchen.
Versuche sind geeignet, ein Bild von der Vertheilung der
hen Momente in dem Magnet und Anker zu geben. Da indess
Aufsetzen des Eisenstäbchens auf die verschiedenen Stellen des
und Ankers die magnetische Vertheilung in denselben ge-
rd, indem das Eisenstäbchen als ein Theil des ganzen magne-
ystemes zu betrachten ist, so sind die erhaltenen Zahlen kaum
genauen Berechnung geeignet, um so weniger, als der Magne-
s Stäbchens an den verschieden stark magnetischen Stellen des
sich mehr oder weniger einem Maximum nähert.
gt man statt eines längeren Eisenstäbchens eine runde Platte
blech vor die Mitte der Polfläche eines Magnetes, so wird sie
ezogen, wenn die Polfläche verhältnissmässig gross gegen sie
lbst in einer Entfernung von 1 mm zeigt sich kaum eine An-
Der Grund dieses abweichenden Verhaltens scheint der zu
durch die Annäherung eines längeren Eisenstäbchens sich die
ng der magnetischen Momente im Magnet ändert, so dass dann
mittleren Theile eine merkliche Polarität erhalten; die dünne
e dagegen eine solche Aenderung nicht hervorruft, da sie,
durch die schwache Polarität in der Mitte des Magnetes eine
lagnetisirung in der Richtung ihrer Dickendimensionen erhält,
en des geringen Abstandes ihrer beiden entgegengesetzt polaren
kaum eine Anziehung und verstärkende Rückwirkung auf den
nus des Magnetes selbst ausüben kann (vergl. §. 664).

Anziehung *A* und Tragkraft *T*, welche die der 685
ischen Axe eines elektromagnetischen Eisenstabes
ten Seitenflächen besitzen, ist von Dub[2]) untersucht

la Rive, Compt. rend. 20, p. 1290, 1845*. — [2]) Dub, Elektrom. p. 270*.

Die Eisenstäbe waren so mit Spiralwindungen umgeben, da zwischen je zweien derselben ein kleiner Zwischenraum befand. Stäben war der Länge nach eine 4 Linien breite, ebene Fläch schliffen, auf welche ein 2 Zoll langes, $^1/_2$ Zoll dickes Eisenstäbch setzt wurde, das sich unten zu einer sphärischen Endfläche von im Durchmesser zuspitzte. Dieses Stäbchen wurde entweder dire nach Aufkleben eines Blättchens Papier von der Seitenfläche des stabes abgerissen. Der den Stab magnetisirende Strom war so sc dass noch keine Sättigung des aufgesetzten Stäbchens eintreten k Auf diese Weise fand Dub, wenn die Intensität des magnetisi Stromes $= I$, der Abstand der Stelle, auf die das Stäbchen auf wird, vom Ende des Magnetes $= E$, die Tragkraft $= T$, die Anz $= A$ ist, bei einem 2 Fuss langen, 1 Zoll dicken Stab:

$I = 12$		$const\sqrt{E}+\sqrt{T}$	$I = 7$		$I = 26$	
E	T		A	$const\sqrt{E}+\sqrt{A}$	A	$const\sqrt{E}$
0,125	64 Lth.	10,3144	160,0	14,06	86,0	10,
2,25	34	11,6568	64,0	14,00	34,0	10,
4,5	22	13,1751	30,0	13,75	16,0	10,
6,75	9,5	13,1746	11,0	13,7	7,5	10,
9,000	2,625	13,6202	3,0	13,7	2,06	10,
11,125	0,188	13,4819	0,3	13,89	0,25	10,
12,000	0	13,7564	0	13,89	0	10,

Aehnliche Resultate ergaben sich an einem anderen Stabe.

Auch an der breiten Seite eines permanent magnetisirten magnetes von 21 Zoll Länge, $1^1/_2$ Zoll Breite und $^3/_8$ Zoll Dic Dub dieses Verhältniss geprüft. Er erhielt u. A.:

E	$^1/_8''$	$1''$	$2''$	$3''$	$4''$	$5''$	$6''$	$7''$
T	3,3	1,8	1,1	0,65	0,45	0,25	0,16	0,06
$C\sqrt{E}+\sqrt{T}$	1,89	1,8	1,9	1,84	1,87	1,84	1,87	1,83

Indem nun Dub nach seinen §. 554 ausgeführten Sätzen jeder Stelle der Stäbe „erregten" Magnetismus (der also dem M der Theilchen daselbst proportional wäre) proportional setzt der Qu wurzel des Abstandes dieser Stelle vom Ende des Stabes, die Anz und, unter Berücksichtigung der störenden Umstände, auch die kraft proportional annimmt dem Quadrat des an derselben Stel handenen freien Magnetismus, kommt er zu dem Satz:

ie Summe des „erregten“ und „freien“ Magnetismus ist an jeder der Stäbe constant. — Da der freie Magnetismus in der Mitte des Null ist, wo der „erregte“ Magnetismus im Maximum ist, so wäre :h auch der freie Magnetismus an jeder Stelle proportional der nz des in der Mitte des Stabes und an der untersuchten Stelle ·n Magnetismus.

t aber das Moment eines um x von der Mitte des Stabes entfernten ıens gleich m, so ist der freie Magnetismus an seiner Berührungsnit dem folgenden Theilchen gleich dm/dx. Nach dem Satz von nüsste also

$$m + a\frac{dm}{dx} = k \quad \text{oder} \quad m = e^{-\frac{x}{a}} + k$$

o a und k Constante sind.

ie magnetischen Momente müssten dann einer logarithmischen nicht einer Parabel entsprechen, wie aus den Sätzen von Dub :) hervorgeht.

eberdies ist bei den vorliegenden Versuchen nach den §. 441 gen Ausführungen die Anziehung nicht völlig proportional dem Qua·s freien Magnetismus an den einzelnen Stellen des Stabes.

:hnliche Versuche sind auch von Lamont[1]) angestellt. Er hängte 686
:m Coconfaden von der Länge l kleine Eisenstückchen vom Gee auf und knüpfte an dieselben einen zweiten, unterhalb mit Gewicht p belasteten Faden. Der ganze Apparat wurde den vernen Stellen eines senkrecht gegen den magnetischen Meridian en Stahlmagnetes genähert, so dass das Eisenstückchen von ihm zen wurde. Sodann wurde durch eine Schraube der Aufhängedes Fadens von dem Magnet entfernt, bis das Eisenstückchen Ist nach dem Abreissen, wo die Fäden vertical hängen, der d des Eisenstückchens vom Magnet gleich s, so ist das zum Loserforderliche Gewicht P:

$$P = (p + e + f)\frac{s}{l},$$

ıs Gewicht des unteren Fadens bezeichnet.

ıch mehrfachen Correctionen, welche darauf Bezug haben, dass ziehung etwas kleiner ist, als dem Quadrat der magnetisirenaft entsprechen würde, und in Betreff deren wir auf die Originalllung verweisen müssen, berechnet Lamont aus den Anziehungen i Stahlstäben an je sechs, zwischen der Mitte und den Enden lie, gleich weit von einander entfernten Punkten die daselbst voren freien Magnetismen. Die Stäbe waren aus ungehärtetem Stahl

---

¹) Lamont, Pogg. Ann. 83, p. 354 u. 364, 1851.

und cylindrisch. Die Stäbe I und II waren 507,6 mm lang und dick, Stab III 341,5 mm lang und 14,66 mm dick.

Es ergab sich so der freie Magnetismus M:

Abstand von der Mitte A	I. M	II. M	III. M	Abstand von der Mitte A	I. M	II. M
+ 6	39,0	24,1	49,0	— 1	— 4,8	— 2,0
+ 5	25,8	13,5	33,7	— 2	— 10,3	— 4,0
+ 4	20,1	8,7	25,9	— 3	— 14,1	— 6,0
+ 3	14,7	5,3	19,2	— 4	— 19,3	— 9,1
+ 2	10,8	3,8	13,2	— 5	— 25,8	— 13,8
+ 1	5,3	2,2	8,0	— 6	— 38,3	— 24,8
0	0,7	0,7	2,6			

Berechnet man die Vertheilung von M nach der Formel vo $M = A\mu^x - B\mu^{-x}$, in welcher die Constante B eingesetzt ist, Stahlstäbe an beiden Polen nicht ganz gleich starke Polarität zei findet man bis auf die Enden der Stäbe eine gute Uebereinstim Nur an letzteren sind die berechneten Werthe etwa um $^1/_6$ zu kl

687 Auch vom Kolke (l. c. S. 607) hat die Anziehung durch di flächen eines Stahlmagnetes untersucht. Er riss ein an einer Wa gendes Eisenstäbchen von den verschiedenen Punkten eines 9 mm 38 mm breiten und 610 mm langen Magnetstabes ab, welcher in h taler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian befesti Er fand folgende Tragkräfte:

Abstand von dem einen Ende	Auf der Mittellinie		Auf der Kante	
	der breiten Seitenfläche	der schmalen Seitenfläche	während der Stab flach auflag	wäh[illegible] Kante [illegible] gehob[illegible]
305 mm	0 g	0	0	[illegible]
203,4	6,1	8	8,7	[illegible]
101,7	12,1	17	17,5	[illegible]
45,2	19,6	26,5	27,5	[illegible]
0	35,3	39,8	46,5	[illegible]

Die Tragkraft des Magnetstabes ist also an den Kanten und den hmalen Flächen grösser, als auf den breiten Flächen.

Indess findet bei allen diesen Versuchen die schon §. 684 hervorhobene Rückwirkung des temporären Magnetismus des Eisenstückchens den permanenten Magnetismus der Stahlstäbe statt.

III. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Allgemeine Beziehungen.

Bildet die Axe eines überall gleich dicken Magnetstabes eine in sich 688
chlossene Curve, so kann derselbe nach aussen hin keine Wirkung ssern, wenn die magnetischen Momente aller auf einander folgenden eilchen gleich sind, also alle gleichen magnetisirenden Kräften unterrfen sind. So übt ein in sich geschlossener und mit Kupferdraht umckelter Eisenring beim Hindurchleiten des Stromes durch die Drahtndungen weder elektromagnetische noch magnetische Wirkungen aus.

In ganz ähnlicher Weise hat Dove[1]) beobachtet, dass, wenn man einen hohlen Eisencylinder, z. B. einen Flintenlauf, einen gut hinpassenden, magnetisirten Stahlstab einschiebt, dieses System nach en fast gar keine magnetischen Wirkungen zeigt. Es zieht beide e der Magnetnadel an beiden Enden gleichmässig an, stellt sich, aufgehängt, nicht von Nord nach Süd u. s. f. Hier dient der Eisennder als Anker des Stahlmagnetes, und daher wird in ihm eine gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete Magnetisirung, wie des Stahlstabes, erzeugt.

Legt man in den hohlen Eisencylinder einen mit einem Kupferdraht undenen geradlinigen, elektromagnetischen, weichen Eisenstab ein, t die Wirkung des letzteren nicht völlig aufgehoben, da bei der seren Entfernung der Ränder des Eisenstabes und des Cylinders die gegengesetzte Polarität des letzteren nicht so stark auftreten kann.

Auch wenn man durch die Mitte eines Stahlringes oder einer in der e durchbohrten Stahlplatte einen Kupferdraht führt, durch diesen n galvanischen Strom leitet und sodann den Kupferdraht entfernt, der Ring oder die Platte nach aussen keinen Magnetismus. Zerman sie aber in zwei Hälften, so haben die Enden dieser Hälfe magnetische Polarität, welche sie erhalten hätten, wenn sie n der Wirkung des Stromes im Kupferdraht ausgesetzt gewesen

[1]) Dove, Pogg. Ann. 43, p. 517, 1838*.

wären. Solche Magnete bezeichnet man mit dem Namen der Tra
versalmagnete[1]).

Auch ein gewöhnlicher Stahldraht, durch welchen man direct e
Strom leitet, magnetisirt sich in ähnlicher Weise, wie die Transve
magnete.

Sind die Momente der einzelnen Theile eines in sich geschlos
transversal magnetisirten Ringes nicht gleich, so zeigt sich an den S
len, wo eine Aenderung der Momente stattfindet, freier Magneti
Dies geschieht z. B. mehr oder weniger, wenn man die Pole eine
eisenförmigen Elektromagnetes mittelst eines Ankers verbindet.

689 Zunächst lässt sich nach Kirchhoff[2]) der Magnetismus e
ringförmigen Rotationskörpers von Eisen berechnen, dessen M
von seiner Rotationsaxe nicht getroffen wird, welcher von Drahtwin
gen umgeben ist, die ebenfalls einen, den Eisenkörper eng umschlie
den hohlen, mit dem Eisen conaxialen Ring bilden. Die magneti
Axe des Ringes ist dann auf der durch die Rotationsaxe gelegten E
senkrecht, und seine auf die Volumeneinheit bezogene magnetische In
sität ist an jeder Stelle gleich $2 n \varkappa i / \varrho$, wo $\varkappa$ die Magnetisirungsfunc
i die Intensität des magnetisirenden Stromes, n die Zahl sämmtl
Windungen, ϱ der Abstand des betrachteten Elementes des Körpers
der Rotationsaxe ist.

Nach aussen wirkt solcher Ring nicht; in einer ihn umgeben
Spirale von n_1 Windungen inducirt er aber beim Verschwinden se
Magnetismus und des Stromes in der Magnetisirungsspirale einen In
tionsstrom von der elektromotorischen Kraft

$$E = \frac{n n_1}{\pi} i (1 + 4 \pi \varkappa) \int \frac{d v}{\varrho^2},$$

wo dv ein Volumenelement des Eisenringes ist. Ist der Querschn
des Eisenringes ein Kreis vom Radius g, ist R der Radius des die M
punkte der Querschnitte verbindenden Kreises, so ist

$$E = 4 \pi n n_1 i (1 + 4 \pi \varkappa) (R - \sqrt[2]{R^2 - g^2}).$$

Der mit $\varkappa$ multiplicirte Antheil dieses Werthes entspricht der W
kung des Eisenringes für sich. Ist $\varkappa$ variabel, so gelten die ob
Gleichungen, wenn der Eisenring so dünn ist, dass für alle seine Ste
als constant anzusehen ist.

690 Die Intensität der inducirten Ströme, welche in einer einen E
ring an einer Stelle umgebenden Drahtwindung inducirt werden, w

[1]) Vergl. Gay-Lussac et Welter, Démonferrand, Lehrbuch, deut
Fechner 1823, p. 179*; Erman, Denkschr. der Berl. Akad. 1820 bis 1821, p
van Beek, Gilb. Ann. 92, p. 24, 1822*. — [2]) Kirchhoff, Pogg. An
gänzungsbd. 5, p. 1, 1870*.

erselbe an einer anderen Stelle durch eine vom Strom durchflossene Windung magnetisirt wird, ist von Boltzmann [1]) berechnet worden.

Es sei der Radius der Mittellinie eines Eisenringes gleich R, g der Radius seines kreisförmigen Querschnittes; auf den Ring seien im Winkelabstand ϑ zwei einzelne Drahtwindungen, eine inducirende vom Radius s, eine inducirte vom Radius r gelegt. Wird durch erstere plötzlich ein Strom von der Intensität i geleitet, so sei in der inducirten Windung, deren Stromkreis den Widerstand w habe, die Gesammtintensität des Stromes $p = \int i\,dt$. Ist q das Mittel der für verschiedene Werthe von ϑ erhaltenen Werthe p, so ergiebt sich aus der Kirchhoff'schen Formel für p/q:

$$\frac{\left[1+(a+l\sigma-1)\sigma+\left(a+l\sigma-\frac{5}{2}\right)\frac{\sigma^2}{2}+\cdots\right]\left[1+(a+l\rho-1)\rho+\left(a+l\rho-\frac{5}{2}\right)\frac{\rho^2}{2}\right]\left[1+\frac{3\gamma}{2}+\frac{5\gamma^2}{6}\cdots\right]}{1+\frac{w\,n^2 q}{8\pi i R}\cdot\left[-a-l\gamma+\left(2+\frac{3a}{2}-\frac{3l\gamma}{2}\right)\gamma+\left(\frac{7}{4}-\frac{5a}{6}-\frac{5l\gamma}{6}\right)\gamma^2+\cdots\right]}\cos n\vartheta$$

wo $\gamma = (ng/2R)^2$; $\varrho = (nr/2R)^2$; $a = 1{,}1544314$. Ist R etwas gross gegen g, r, s, so genügen die Glieder, in denen $n = 1$ und $n = 2$ ist.

Bei mehreren Windungen muss man im Nenner annähernd $wn^2q/8\pi iR$ durch das Product der Zahlen der inducirenden und inducirten Windungen dividiren. — Versuche von v. Ettingshausen [2]) stimmen mit der Formel von Boltzmann wegen der Coercitivkraft, Annäherung an das Maximum u. s. f. nicht völlig überein, wie zu erwarten.

Besteht ein Theil einer unendlich langen Stromleitung aus einem cylindrischen Stück Eisen vom Radius a und der Länge l, und ist die Rückleitung so weit von dem Eisen entfernt, dass sie keinen wesentlichen Einfluss auf dasselbe ausübt, so ist die magnetische Axe des Moleculs des Cylinders senkrecht auf seiner Axe und dem zu demselben gezogenen Radius ϱ. 691

Verlegt man die Wirkungen in einen Querschnitt, in welchen sich alle Kräfte concentriren lassen, so wird ein im Abstand r von der Axe des Drahtes gelegener Molecularmagnet vom freien Magnetismus μ nur von dem durch die innere Kreisfläche vom Radius r fliessenden Stromesantheil beeinflusst, und zwar mit der Kraft $\varkappa\mu i r/a^2$, so dass also bei gleicher Stromintensität in Drähten von verschiedenen Durchmessern die auf gleich weit von der Axe gelegene Molecularmagnete wirkenden Kräfte sich umgekehrt wie die Quadrate der Radien der Drähte verhalten.

Die Summe der magnetisirenden Kräfte, welche auf die gleichnamigen Pole aller in einem Drahtstück von der Länge l liegenden Molecularmagnete wirkt, ist demnach

$$R = \int_0^r\int_0^l\int_2^\pi \varkappa\frac{\mu i r}{a^2}\,n\,r\,dr\,dl\,d\varphi = {}^2/_3\,\pi\varkappa n\mu i l a.$$

1) Boltzmann, Wiener Anz. 1878, Nr. 22, p. 203*; Beibl. 3, p. 372*. —
2) Ettingshausen, Wied. Ann. 8, p. 554, 1879.

Die Kraft ist also bei gleicher Stromintensität dem Durchmesser pr
tional. Ihr entspricht auch innerhalb gewisser Grenzen das Mome
im Kreise polarisirten Molecüle.

Nach aussen wirkt die Masse nicht magnetisch; in ihr selbst
aber beim Oeffnen und Schliessen ein Strom inducirt, indem das I
tial der Leitung auf sich selbst eine Veränderung um $2\pi\varkappa l$ erfäh

692 Da in einem geschlossenen und magnetischen Kräften unterwo
System von Magnet und Anker jedes Theilchen auf beiden Seiten
Theilchen findet, die seinen Polen mehr oder weniger stark ihre un
namigen Pole zuwenden, so kommt durch die Wechselwirkung der
die Einstellung ihrer Axen in der Richtung der Axe des System
vollständiger zu Stande, als wenn das System an irgend einer
unterbrochen ist; die zum Zerreissen desselben erforderliche Kr
grösser im ersten Falle als im zweiten.

Dieser Satz wird sehr deutlich durch Versuche von Magnus
wiesen. Zwei verticale weiche Eisenstäbe, welche parallel nebe
ander gestellt und von Spiralen umgeben waren, durch die der Str
geleitet wurde, dass der eine Stab am unteren Ende einen Nordpo
andere einen Südpol erhielt, trugen an ihren unteren Enden zusa
kaum einen drei Pfund schweren, dieselben verbindenden Anker.
den aber die oberen Enden der Stäbe durch einen zweiten Anke
bunden, so konnte der untere Anker mit etwa 40 Pfund belastet w
ehe er abriss. Selbst als die Endflächen eines 6 Fuss langen Huf
von weichem Eisen an die oberen Enden der Stäbe gelegt wurden
mehrte sich noch ihre Tragkraft.

Schon das Anlegen grösserer getrennter Eisenmassen an die
bewirkt das gleiche in geringerem Grade (vergl. §. 683).

693 Diese Zunahme der gemeinsamen Tragkraft T_2 beider Pole
Elektromagnetes gegen die eines Poles T_1 allein zeigen auch einig
suche von Nicklès[2]), bei denen er cylindrische Anker mit ihrer
derfläche gegen den einen oder gegen die beiden Pole eines elektr
netisirten Hufeisens legte und sie abriss. So war u. A. bei verschie
Stromintensitäten I:

	T_1	T_2	T_2/T_1
$I =$ 76	600 g	5100	8,3
$I =$ 135	2500	7500	3
$I =$ 219	2600	10700	4,1

[1]) Magnus, Pogg. Ann. 38, p. 437, 1836*. — [2]) Nicklès, Électro

Dass der grösste Unterschied zwischen der Tragkraft eines und ider Pole sich namentlich bei Magnetisirung durch schwache Ströme igt, ist durch das schnelle Eintreten der Sättigung bei stärkeren Strön zu erklären.

Bei einem Dreizackmagnet, dessen äussere beide Schenkel eine ent- 694
gegengesetzte Polarität hatten, wie der mittlere, ergab sich nach Nicks[1] die Tragkraft T_m des mittleren Poles, die Tragkraft T_{ma} des mittren und eines äusseren Poles, endlich die Tragkraft T_{ama} aller drei, urch einen parallelepipedischen Anker verbundenen Pole bei verschieenen Intensitäten I der magnetisirenden Ströme:

I	T_m	T_{ma}	T_{ama}
1188	3 kg	80	130
1041	2	68	120
263	—	6	15
203	—	3	4

Mit der Gestalt der Anker ändert sich indess das Verhältniss der ei verschiedenen Tragkräfte.

Der folgende Versuch zeigt gleichfalls die Rückwirkung des Mag- 695
tismus des Ankers auf den des Magnetes: Verbindet man die Pole er Säule mit der Magnetisirungsspirale eines hufeisenförmigen Elekmagnetes und schaltet in den Schliessungskreis ein Galvanometer ein, weicht die Nadel um einen bestimmten Winkel ab. Sobald man den ker auflegt, geht die Nadel für einige Augenblicke zurück, indem die rmehrung des Magnetismus des Elektromagnetes an jeder Stelle einen ige Zeit dauernden, inducirten Strom im Drahte der Magnetisirungsrale hervorruft, welcher dem ursprünglichen Strom entgegengerich- t ist.

Ganz dem entsprechend nehmen beim Auflegen des Ankers auf einen feisenmagnet die beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes in einer f den Magnet geschobenen Inductionsspirale an allen Stellen des Magtes zu[2]).

Bei permanent magnetisirten, hufeisenförmigen Magneten von Stahl 696
t diese wechselseitige Richtung der Theilchen viel schwächer. So hielt

88, 1860*; vergl. auch ältere Versuche von Henry u. Ten Eyk, Gehler's ys. Wörterb. 6, p. 706*; ganz ähnliche Versuche auch von Müller, Pogg. n. 105, p. 547, 1858*.

[1]) Nicklès, Électro-aimants 108*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. 76, 1582, 1873*.

nach Magnus[1]) ein Stahlmagnet seinen, beide Pole berührenden Anker mit einer Tragkraft von 10 Pfund fest, ein Elektromagnet mit einer Tragkraft von 140 Pfund. Dennoch besass jeder einzelne Pol des ersteren für sich eine grössere Tragkraft, als jeder einzelne Pol des letzteren.

Sehr deutlich zeigt sich dies auch bei dem Verfahren von Sinsteden[2]), durch welches er die Tragkraft seiner Magnete zu vermehren sucht. Er legt hierzu ein kleines Eisenstäbchen in einiger Entfernung von den Polen quer über die Schenkel eines Stahlmagnetes, wobei durch das Eisen hindurch die an den Polen stark gerichteten Stahltheilchen auf einander viel stärker richtend wirken, als durch die Stahlmasse des Magnetes.

Dass indess auch bei den Stahlmagneten eine, wenn auch schwächere Rückwirkung der magnetischen Theilchen des Ankers auf die des Magnetes stattfindet, ergiebt sich sehr gut aus einem anderen Versuch von Sinsteden[3]). Legt man an einen hufeisenförmigen Stahlmagnet einen flachen Anker von einer Seite, und dann von der anderen Seite gleichfalls einen flachen Anker, so haftet dieser viel weniger stark am Magnet, als der erste, da die durch die Wirkung des ersten Ankers seitlich gerichteten Theilchen durch die Reibungswiderstände gehindert werden, ihre Lage zu verlassen und der Anziehung der durch den Magnet magnetisirten Theile des zweiten Ankers zu folgen. Erst wenn man den zweiten Anker wiederholt auf die scharfe Kante gebogen und wieder mit seiner Fläche angelegt hat, ist die Anziehung gegen diesen Anker ebenso stark oder sogar stärker, wie gegen den ersten, indem einmal hierbei Erschütterungen eintreten, durch welche die Theilchen des Stahlmagnetes beweglicher werden, dann auch die Richtung der Theilchen an der Kante des zweiten Ankers bedeutender ist, als auf der Fläche des ersten, und so die Theilchen des Magnetes gleichfalls durch jenen stärker gerichtet werden.

Sind die beiden Schenkel eines Hufeisenmagnetes in entgegengesetztem Sinne durch die herumgeleiteten Ströme magnetisirt, so dass ihre Enden gleichnamige Pole zeigen, so verhalten sie sich im Wesentlichen wie zwei getrennte geradlinige Magnetstäbe.

697 Haben sich in einem geschlossenen Kreise von Eisen die magnetischen Molecüle nach der Einwirkung eines an allen Stellen im gleichen Sinne die Molecüle richtenden Stromes durch ihre gegenseitige Anziehung stark in ihre magnetischen Lagen geordnet, so kann man den magnetisirenden Strom aufheben, ohne dass die Molecüle ihre Stellung verlassen. Es bleibt in dem geschlossenen Kreise ein Residuum von remanentem Magnetismus übrig.

---

[1]) Magnus, l. c. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. 76, p. 207, 1849* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. 76, p. 196, 1849*.

Legt man daher an einen hufeisenförmigen Elektromagnet einen
ht zu schweren Anker und öffnet den magnetisirenden Strom, so bleibt
Anker noch am Magnet hängen. So beobachtete zuerst Sturgeon [1]),
s ein hufeisenförmiger Elektromagnet, welcher einen, mit den daran
genden Gewichten 75 Pfd. schweren Anker während der Dauer des
gnetisirenden Stromes trug, nach Aufhebung desselben noch 20 Pfd.
dem Anker tragen konnte.

Dieses findet sogar, wenn auch in geringerem Grade statt, wenn
ker und Magnet durch einen Papierstreif [2]) oder ein Glimmerblatt von
ander getrennt sind. Man kann dabei den Magnet von weichem
en nach dem Vorlegen des Ankers, statt durch den herumgeleiteten
om, auch durch Streichen mit einem Stahlmagnet magnetisiren [3]).

Wenn man daher einen Elektromagnet erst durch einen starken
om I erregt und dann die Intensität des letzteren allmählich bis auf
en kleineren Werth I_1 vermindert, so vermag derselbe bei dieser In-
sität in Folge des remanenten Magnetismus einen viel stärker belaste-
Anker zu tragen, als wenn man den Elektromagnet nur von vorn-
ein durch den Strom von der Intensität I_1 erregt hätte [4]).

Unterbricht man aber die Continuität des in sich geschlossenen,
gnetisirten Eisenkreises, so hört die gegenseitige Einwirkung der
gnetischen Molecüle auf einander an der Unterbrechungsstelle auf;
kehren mehr oder weniger in ihre unmagnetischen Gleichgewichts-
en zurück, der Elektromagnet behält nur noch mehr oder weniger
rmanenten Magnetismus.

Hat man daher nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes
an einem hufeisenförmigen Elektromagnet haftenden Anker einmal
rissen, so vermag der Magnet den Anker bei wiederholtem Anlegen
st nicht mehr zu tragen; man bemerkt höchstens eine schwache An-
ung desselben, welche bei wiederholtem Anlegen und Entfernen des
ers bis zu einem gewissen Grade auch noch durch die dabei erfol-
den Erschütterungen verschwindet.

Bei in sich geschlossenen Magneten (Hufeisen, die mit Ankern ver- 698
en sind) wenden wir im Allgemeinen dieselben Methoden zur Bestim-
g ihres Magnetismus an, wie bei ungeschlossenen. Wir reissen den
er durch Gewichte von ihnen ab und bestimmen ihre Tragkraft, welche,
oben, indirect das Moment der Theilchen an der Trennungsstelle
immt. Wir messen auch wohl die Anziehung des Ankers in grösse-
Entfernung. — Wir umgeben die Magnete mit Inductionsspiralen an
r Stelle oder an allen Orten und bestimmen 1) durch den beim
liessen des magnetisirenden Stromes entstehenden Inductionsstrom

---

1) Sturgeon, Pogg. Ann. 24, p. 637, 1832*; Ann. of Phil. 1826, 12,
17*. — 2) Dove, Pogg. Ann. 29, p. 462, 1833*. — 3) Watkins, Phil. Trans.
, 2, p. 333; Pogg. Ann. 35, p. 208*. — 4) Vergl. u. A. Joule, Sturgeon,
. of Electr. 5, p. 187 u. 471.

strom das temporäre Moment der Magnete während der Schliessung durch den Anker. Wir beobachten 2) durch den beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes entstehenden Inductionsstrom die hierbei stattfindende Aenderung des magnetischen Momentes; die Differenz beider Beobachtungen giebt uns das nach Oeffnen des Stromes zurückbleibende remanente magnetische Moment. Reissen wir dann 3) den Anker ab, so erhalten wir einen neuen, der hierbei stattfindenden Verminderung des Moments entsprechenden Inductionsstrom. Die Differenz zwischen der Beobachtung 1) und der Summe der Beobachtungen 2) und 3) giebt das nach Abreissen des Ankers im Magnet zurückbleibende permanente Moment. — Durch Schwingungen einer angenäherten Magnetnadel können wir endlich einen annähernden Schluss auf den etwaigen freien Magnetismus im geschlossenen Kreise ziehen.

699 Dabei ist zu beachten, dass bei der gleichen, auf die einzelnen Theile eines geschlossenen Systems wirkenden magnetisirenden Kraft in Folge der grösseren Wechselwirkung der Theilchen das Moment der Volumeneinheit grösser ist, als in ungeschlossenen Magneten.

Bestimmt man daher die Magnetisirungsfunction $(\varkappa)$ eines geschlossenen Magnetes, so ist sie bei kleinen Kräften grösser, als bei einem offenen $\varkappa$, und wächst in ersterem schneller zu einem Maximum an.

Wenn man daher die Magnetisirungsfunction $(\varkappa)$ eines geschlossenen Magnetes durch Inductionsströme bestimmen will, indem man um denselben an einer kleineren oder grösseren Stelle eine Inductionsspirale windet und den den Magnet magnetisirenden Strom schliesst oder öffnet oder umkehrt, so sind dabei diese Unterschiede von den analogen Bestimmungen an offenen Systemen festzuhalten.

Wird 1 a) ein ungeschlossener Stab durch einen Strom zum ersten Male temporär magnetisirt, so ist der in der umgebenden Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom proportional seinem temporären Moment M; wird 1 b) der magnetisirende Strom umgekehrt, so nimmt der Stab nahezu einen gleich starken entgegengesetzten Magnetismus an, wie vorher; der Inductionsstrom entspricht dabei nahezu dem doppelten temporären Moment $2M$. Wird 1 c) der den Stab magnetisirende Strom geöffnet, oder nach dem Oeffnen wieder geschlossen, so ist der erzeugte Inductionsstrom proportional der Differenz des (bei wiederholtem Schliessen etwas veränderlichen) temporären und je nach der Eisensorte verschieden grossen permanenten Momentes $(M - P)$. — Wird ferner 2 a) ein geschlossener Eisenkern von gleicher Länge und Dicke zum ersten Male magnetisirt, so ist der in der umgebenden Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom ceteris paribus proportional dem temporären Moment M_1, welches nicht gleich M ist. Wird 2 b) der magnetisirende Strom umgekehrt, so erhält man einen Inductionsstrom,

ahezu $2 M_1$ proportional ist. Wird 2 c) der magnetisirende Strom aufgeoben, oder nach dem Oeffnen wieder geschlossen, so ist der Inductionsrom proportional der Differenz $M_1 - R$ des (bei wiederholtem Schliessen twas veränderlichen) temporären Momentes M_1 und des remanenten lomentes R, also schwächer als ad 2 a. Wird 3) der Eisenkreis an einer telle durchbrochen, so entsteht ein Inductionsstrom, der dem Werth $- P_1$ entspricht, wo P_1 das dem temporären Moment $M_1 > M$ entrechende permanente Moment ist. Nur wenn die geschlossenen täbe als unendlich lang anzunehmen sind, werden die Werthe $M = M_1$ nd $R = P$. Die Functionen $\varkappa$ und $(\varkappa)$ dürfen mithin nicht ohne Weires mit einander verwechselt werden.

Bei allen diesen Versuchen wirken die Inductionsströme, welche bei r Aenderung der Stromintensität, beim Schliessen und namentlich beim effnen des magnetisirenden Stromes, ebenso beim Abreissen des Ankers owohl in der magnetisirenden Spirale, als auch in der Masse des magetischen Metalles entstehen, im höchsten Grade störend ein, indem sie en Magnetismus des Kerns ändern. Sie lassen sich hier nicht vermeien, wenn man die Momente des letzteren durch Inductionsströme betimmen will. — Die Versuche geben also nur relative und wenig maassebende Resultate.

2) Einfluss der Grösse der magnetisirenden Kraft.

Mit wachsenden magnetisirenden Kräften treten bei einem ge- 700
hlossenen Elektromagnet ganz ähnliche Verhältnisse ein, wie bei einem ffenen; so also zuerst das im Verhältniss zur magnetisirenden Kraft hnellere Anwachsen des Moments seiner einzelnen Theile, sodann die nnäherung an das Maximum. Da indess die einen geschlossenen Kreis ildenden Molecüle sich unter einander viel stärker gegenseitig richten, s in einem offenen Kreis, so nähert sich das Moment eines geschlossenen agnetes viel schneller dem Wendepunkt und dem Maximum, als das nes offenen.

Zunächst haben Lenz und Jacobi[1]) die mit wachsender 701
agnetisirender Kraft erfolgende Zunahme des gesammn temporären Momentes in einem geschlossenen Kreise on weichem Eisen auf folgende Weise bestimmt.

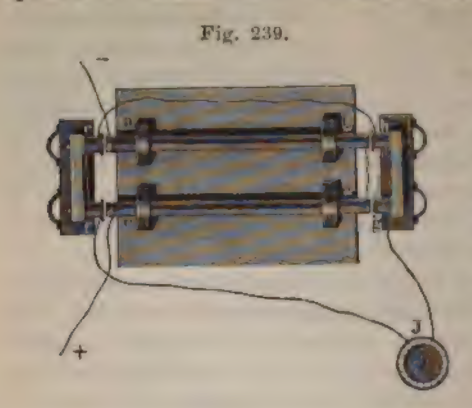
Gegen zwei weiche Eisenstäbe *ab* und *cd*, Fig. 239 (a. f. S.), welche r Länge nach mit Spiralen umgeben waren, wurden zwei hufeisenmige Anker *ef* und *gh* gelegt, welche aus zwei, an einem eisernen

---

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. 61, p. 266, 1844*.

Querstück befestigten Eisencylindern bestanden, die mit Inducti[ons]- spiralen umwickelt waren. Letztere standen mit dem Galvanometer Verbindung. Nach der Me- sung der Intensität des um d[ie] Stäbe $a\,b$ und $c\,d$ herum geleiteten Stromes an ein elektromagnetischen Wa[ge] wurden beide Anker $e\,f$ u[nd] $g\,h$ gleichzeitig von den St[ä]ben $a\,b$ und $c\,d$ abgerissen u[nd] der Inductionsstrom gem[es]sen, dessen Intensität I de[m] im Anker verschwunden[en] temporären magnetischen M[o]ment M proportional ist.

Fig. 239.



So ergab sich:

Länge der Stäbe	Anzahl der Windungen n	M	1000 M/n
3′	946	0,90333	0,955
$2^1/_2$	789	0,71823	0,910
2	634	0,61106	0,964
$1^1/_2$	474	0,48633	1,026
1	315	0,32185	1,022
$^1/_2$	163	0,16476	1,011

Ebenso fand sich, als nur auf die Enden der Stäbe zwei Z[oll] lange Kupferhülsen geschoben waren, die mit je 240 Windungen u[m]geben waren:

Länge der Stäbe	3′	$2^1/_2$	2	$1^1/_2$	1	$^1/_2$
M	0,75594	0,72637	0,72417	0,74915	0,75737	0,76[illegible]

Bei gleich dicken Stäben ist also das auf diese Weise gemess[ene] temporäre magnetische Moment des Ankers proportional der Anzahl d[er] Windungen der Magnetisirungsspiralen und proportional der Intensi[tät] der Ströme, also proportional der magnetisirenden Kraft, und wenn d[ie] Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit den Drahtspiralen umgeben wa[ren], unabhängig von der Länge der Eisenstäbe. — Umgiebt man nur d[ie] Enden der Stäbe mit Drahtspiralen, so wächst auch dann noch d[as] magnetische Moment der Anker proportional der Intensität der mag[ne]tisirenden Ströme.

i diesen Versuchen waren jedenfalls die magnetisirenden Kräfte ring.

ie Annäherung des Momentes der geschlossenen Systeme an ein 702
um und die Aenderung der Magnetisirungsfunction (ϰ) ist von tow[1]) untersucht worden. Er verwendete einen eisernen Ring von 5 mm äusserem, 180,37 mm innerem Durchmesser, dessen Querschnitt hteck von 14,75 mm Höhe bildete. Derselbe war von zwei, aussen rmig abgerundeten Holzringen bedeckt, auf welche 800 Windun- n (ohne Ueberspinnung 0,45 mm, mit derselben 0,67 mm dickem) draht gewickelt waren, deren Querschnitt nahezu die Form zweier, Halbkreise verbundener paralleler Linien hatte. Durch diese ge wurde der magnetisirende Strom geleitet. Ueber dieselbe war ine zweite Drahtlage von 750 Windungen in fünf Abtheilungen bis 250 Windungen gelegt, von denen die eine oder andere oder e zugleich mit einem Multiplicator verbunden wurden. Die Enden ähte waren so gelegt, dass sie die Componenten des Stromes in indungen in der Richtung der Centrallinie des Drahtringes com- en. Vermittelst zweier Commutatoren wurde der Strom einer durch eine Drahtrolle, welche östlich vor einem Magnetometer ellt war, dessen Ablenkungen die Stromintensität bestimmten, und die erste Windungsreihe des Eisenringes geleitet. Bei wieder- Umkehren der Stromesrichtung in letzterer wurde in der dar- wickelten Rolle ein Inductionsstoss erzeugt, dessen Intensität man al aus dem ersten Ausschlag bestimmen konnte. Auch wurde die- ei wiederholten Umkehrungen der Stromesrichtung mittelst der icationsmethode untersucht. Auf diese Weise konnte die Aende- es Momentes des Eisenringes bei Umkehrung der Stromesrichtung schiedenen Intensitäten I der magnetisirenden Ströme und der Aenderung entsprechende Werth der Magnetisirungsfunction (ϰ) Volumeneinheit bestimmt werden. So ergab sich u. A.:

I	(ϰ)	I	(ϰ)
4,30	21,54	100,3	108,10
9,22	40,95	132,6	87,70
12,60	68,70	179,3	66,87
15,60	104,48	217,0	56,47
32,12	174,20	252,2	49,68
40,38	168,90	288,2	44,04
71,83	136,20	307,3	42,13

[1]) toletow, Pogg. Ann. 146, p. 439, 1872*.

Bei zunehmenden magnetisirenden Kräften steigt also auc Function (ϰ) Anfangs und nimmt erst nachher wieder ab.

Die Function (ϰ) ergiebt sich dabei im Allgemeinen grösser, al Magnetisirungsfunction $\varkappa$ bei der Magnetisirung eines nicht geschl nen Systemes. Ueber die Bedeutung derselben siehe §. 699.

703 Die Zunahme der Differenz des temporären und remanenten mentes von Eisenringen mit wachsender magnetisirender Kraft er sich auch aus folgenden Versuchen von Baur [1]).

Ein Eisenring von 94,32 mm Ringradius und 10,13 mm Radiu Eisenmasse war mit Windungsreihen belegt. Sein Moment wurde d Beobachtung der Inductionsströme in einer derselben beim Oeffnen Schliessen der anderen bestimmt. Ist i die magnetisirende Kraft, $\varkappa$ Magnetisirungsfunction, $M = \varkappa i$ das Moment, so ergab sich für schw Kräfte

$$\varkappa = 15{,}0 + 10{,}0\, i, \qquad M = 15{,}0\, i + 10{,}0\, i^2.$$

Die Magnetisirungsfunction hätte also für $i = o$ einen positiven W das Moment beginnt mit einem Parabelbogen.

704 Aus den Formeln von Lamont ergiebt sich das Moment m Molecüls, welches von der Mitte eines an allen Stellen durch gleiche Kr magnetisirten, linearen Stabes von der Länge $2l$ um x entfernt ist:

$$m = \frac{\mu}{1 - 2\alpha} \{1 - \alpha e^{-bl} (e^{+bx} + e^{-bx})\},$$

wo μ das direct durch die äussere Kraft Eins in jedem Molecül erz Moment ist.

Das mittlere Moment aller Momente der Molecüle der Reih gleich:

$$(m) = \frac{\mu}{1 - 2\alpha} \left(1 - \alpha \frac{1 - e^{-bl}}{bl}\right).$$

Für einen unendlich langen oder in sich geschlossenen Stab dasselbe:

$$(m_\infty) = \frac{\mu}{1 - 2\alpha}.$$

Werden aus (m) und (m_∞) die correspondirenden Werthe X und $\varkappa$ i Gleichung $M = X(1 + \varkappa C)$ bestimmt, wo X die magnetisirende K C eine vom Axenverhältniss eines ellipsoidischen Stabes abhängige C stante (vgl. §. 396), so ergiebt eine Vergleichung der betreffenden We für einen 200 mm langen und 0,95 dicken Stab nach Oberbeck einen Eisenring (nach Stoletow) u. A. [2]).

[1]) Baur, Wied. Ann. 11, p. 394, 1880*. — [2]) Oberbeck, Fortpfl der Induction in weichem Eisen. Halle a. S. 1878*; Beibl. 2, p. 290*.

Stab		Ring		Stab		Ring	
M	$\varkappa$	M	$(\varkappa)$	M	$\varkappa$	M	$(\varkappa)$
23,7	60,5	23,2	157	92,2	82,8	91,4	112,2
35,0	106,6	35,6	172,0	113,2	75,8	111,2	97,1
40,9	114,7	40,4	168,9	141,8	62,1	140,1	82,1
51,4	115,8	52,5	161,6	211,8	44,0	217,0	56,5
75,2	99,1	75,5	132,1	231,1	41,9	235,8	52,9
				361,2	28,7	307,3	42,1

Die Constante $(\varkappa)$ ist also wiederum für den Ring grösser als die onstante $\varkappa$ für den Stab.

Wie bei offenen Magneten, wächst bei wiederholter Magnetisirung 705
ich das Moment geschlossener Magnete, resp. ihr remanenter Magnetismus, indem die Molecüle dabei beweglicher werden und stärker dem uge der auf sie wirkenden magnetischen Kräfte folgen. Wird daher n mit einem Anker versehener Magnet durch einen herumgeleiteten rom magnetisirt, der Strom unterbrochen, der Anker wiederholt abrissen, der Magnet von Neuem mit aufgelegtem Anker magnetisirt u. s. f., wächst bei etwa 50 maliger Wiederholung der Operation und Messung Inductionsstromes beim Abreissen des Ankers in einer um den Magt gelegten Inductionsspirale das remanente (weniger permanente) Mont bis um $^1/_5$ [1]).

Aus demselben Grunde wächst bei abwechselnder Magnetisirung eines t Anker versehenen Hufeisenmagnetes durch einen Strom I und einen wächeren Gegenstrom — i zuletzt das durch den ersteren Strom erugte, wie oben gemessene remanente Moment [2]).

Schiebt man den Anker nur ab, so vermehren die schwächeren öme das remanente Moment nicht mehr.

Auch durch abwechselnde Wirkung von Strömen I und $-i < I$ n bei demselben Verfahren das durch I erzeugte remanente Moent der Hufeisen gesteigert werden, offenbar, indem die Theilchen durch beweglicher werden. (Aehnlich wirken Erschütterungen durch lige.)

1) Gaugain, Compt. rend. 77, p. 1054, 1873*. — 2) Gaugain, Compt. 78, p. 246, 1874*. Die Annahme, dass hierbei immer mehr Molecüle gewerden, ist nicht haltbar, ebenso wenig, wie dass die abwechselnden isirungen verschieden tief in die Eisenmassen eindringen.

706 Auch die übrigen Verhältnisse, welche wir an offenen Ma kennen gelernt haben, wiederholen sich an den geschlossenen, n sie wiederum durch die grössere Wechselwirkung der Theilchen cirt werden. Danach ist z. B. zum Vernichten des remanenten Mo eine kleinere entgegengesetzt wirkende magnetisirende Kraft o schwächerer, dem ursprünglichen Strome I entgegengesetzter St der Magnetisirungsspirale erforderlich, als zum Magnetisiren; ursprünglichen Sinne nach dem entgegengesetzten Strom $- i$ der Strom $+ I$ stellt das frühere Moment wieder her, ein en gerichteter ihm folgender Strom $- i$ vermehrt das entgegenges manente Moment nur noch wenig u. s. f. Diese Erscheinunge man wie oben durch Inductionsströme in einer die Schenkel Elektromagnets umgebenden Spirale beim Abreissen des Ankers achten [1]).

Dass man bei Hufeisenmagneten, sowohl Stahl- wie Elektroma ebenso wie bei geraden Stäben, durch abwechselnd gerichtete, schwächere Ströme den Magnetismus verrichten kann, versteht si selbst.

707 Die permanenten Momente der Stahlmagnete vermindern s wiederholtem Anlegen und Abreissen des Ankers von den Polen au ganzen Längen ein wenig.

Noch mehr geschieht dies bei einem Elektromagnet, von d nach dem Magnetisiren unter Auflegen des Ankers den letzteren holt nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes abreisst.

708 Legt man auf einen Magnet verschieden harte Anker, so die Molecularmagnete derselben um so stärker gerichtet, je wei sind. Der Magnet zeigt daher auch um so weniger Magnetism aussen. Man kann dies nachweisen, wenn man auf eine in licher Richtung vor einem Magnetspiegel aufgestellte magnetisirte lamelle verschieden harte unmagnetische Eisen- und Stahllamell und die Verminderung der Ablenkung des Spiegels beobacht. gekehrt wird bei den entsprechenden Versuchen aus analogen den die Wirkung von magnetischen Lamellen nach aussen dur legen desselben Ankers um so mehr vermindert, je weicher erste und endlich der freie Magnetismus durch Auflegen weicher An

---

1) Gaugain, Compt. rend. 77, p. 1074, 1873*; auch Ann. de C de Phys. [5] 11, p. 5, 1877*; Beibl. 1, p. 433, 1877*. Weitere Vers Gaugain, wo ein durch einen Strom I magnetisirter Elektromagnet nur einem schwächeren Strom $- i$, oder den Strömen $- i$ und $+ i$ wird, und sich nach jedem Strom der remanente Magnetismus ände wie wenn er allein vorhanden wäre, lassen bei den höchst complicirte nischen Bedingungen beim Hin- und Herdrehen der Molecüle und ihr erfolgenden Wechselwirkung, sowie in Folge der dabei stets in den Eis auftretenden Inductionsströme keine einfache Deutung zu.

iche Stahlmagnete viel mehr geschwächt, als beim Auflegen harter ker auf harte Magnete[1]).

Eine Eisenröhre, durch deren Axe mittelst eines isolirten Kupfer- 709
ahtes ein Strom geleitet wird, ist circular magnetisirt und stellt einen schlossenen Magnet dar. Ihre Magnetisirungen müssen also ganz dasbe Verhalten zeigen, wie ein auf gewöhnliche Weise magnetisirter geblossener Eisenring. Man kann die Aenderungen ihres Momentes betimmen, indem man sie z. B. mit einer isolirten Metallröhre umgiebt, ren Enden mit einem Spiegelgalvanometer verbindet und die Inducnsströme in derselben bei Veränderungen der Stromintensität in dem pferdraht im Eisenrohr beobachtet. Selbstverständlich ist auch hier der im ersten Stromesschluss erzeugte Inductionsstrom etwa die Hälfte von m bei Umkehrung des Stromes erzeugten; er ist bei wiederholter romeswirkung kleiner als bei der ersten, da das remanente Moment rdurch schon gebildet ist, welches 76 bis 83 Procent des temporären tragen kann, ebenso ist, abgesehen von dem remanenten Moment, die ductionswirkung stärkerer Ströme nach schwächeren fast die gleiche, e bei directer Anwendung derselben.

Nach einem starken Strome in entgegengesetzter Richtung angendte schwächere Ströme veranlassen, da sie das remanente Moment rade wie bei offenen Magneten das permanente) leichter aufheben, d stärkere Inductionsströme, als gleichgerichtete. Werden wiederholt wechselnd gerichtete Ströme angewandt, so nehmen die abwechselnd richteten remanenten Momente (wie die permanenten bei offenen Magten) ab; die Inductionsströme werden immer schwächer.

Dass ferner die remanenten Momente der geschlossenen Röhren viel neller anwachsen, als die permanenten in offenen Magneten im Verhniss zu den temporären Momenten in beiden Fällen, folgt ebenso mittelbar aus der starken Wechselwirkung der Theilchen; ebenso ist r, da beim Aufschlitzen der Röhren der Länge nach der Kreis der nsversalgestellten Molecularmagnete durchbrochen ist, dass die circu- Magnetisirung abnimmt[2]). Weitere Röhren erhalten etwas schwächere culare Magnetisirungen, obgleich die einzelnen Theilchen durch einen endlich langen axialen Strom ebenso stark magnetisirt werden sollten, bei engen.

In einem an allen Stellen gleich dicken Eisenring, welcher überall 710
ich starken in der Richtung der Axe seiner Masse wirkenden magnenden Kräften ausgesetzt ist, kann kein freier, nach aussen wirkender tismus vorhanden sein. — Ist die magnetisirende Kraft nicht nässig vertheilt, so dass die Momente der auf einanderfolgenden

[1]) Külp, Pogg. Ann. 153, p. 315, 1874*. — [2]) Vgl. Herwig, Pogg. Ann. , p. 430, 1875*.

Molecüle verschieden sind, so zeigt sich derselbe entsprechend der
renz jener Momente. Dies findet fast immer bei den durch einen
geschlossenen Hufeisenmagneten statt, welche in Folge dessen eine
genäherte Magnetnadel polar ablenken[1]).

711 Umgiebt die Magnetisirungsspirale einen Eisenring nicht an
Stellen, so fallen von der von ihr bedeckten Stelle die Momente
die unbedeckten Stellen ab, indess weniger stark, als an einem
nen Magnet, eben wieder wegen der grösseren Wechselwirkun
Theilchen. Eben deshalb ist auch bei Durchschneidung des Ring
Tragkraft der beiden Theile gegen einander, resp. die Tragkraft
Elektromagnetes, von der Lage der Magnetisirungsspirale nicht seh
hängig (s. w. u.).

Derartige Versuche sind von Oberbeck[2]) angestellt worden.

Ein Eisenring von 18 cm innerem, 20 cm äusserem Durchmesse
2 cm Metalldicke war auf seinen 15 ten Theil (4 cm Länge) mit
Magnetisirungsspirale von 145 Windungen bedeckt. Auf denselbe
ausserdem eine aus wenig (1 bis 2) Windungen bestehende verschie
Inductionsspirale gewunden. Wurde letztere dicht neben die mag
sirende Spirale und nachher 90 und 180° entfernt von derselben
gebracht und der magnetisirende Strom durch einen Commutator
gekehrt, so nahmen die den Aenderungen des magnetischen Mom
an den betreffenden Stellen entsprechenden Inductionsströme von
einen zur anderen Stelle um etwa 7 und 2,2 Procent ab. Auch al
Magnetisirungsspirale aus zwei je 3 cm breiten, diametral gege
stehenden Rollen gebildet war, betrug die Intensität der Induct
ströme an den um 90° von den Magnetisirungsspiralen entfernten St
etwa nur 2 Proc. weniger, als dicht neben denselben und zwar i
halb gewisser Grenzen ziemlich unabhängig von der Intensität
magnetisirenden Ströme (deren Inductionswirkung selbst zu ver
lässigen ist), da das Maximum der Magnetisirung im ganzen R
noch nicht erreicht war.

Ganz entsprechend wirken beim Durchleiten gleicher entgeg
setzter Ströme durch die beiden Magnetisirungsrollen die Magnetis
gen gegen einander und werden die Momente dicht an den Rollen
13 Mal kleiner, als bei gleichgerichteten Strömen. An den um 90
beiden Rollen entfernten Punkten sind die Momente gleich Null. I
magnetisirende Kraft einer der beiden Rollen, z. B. ihre Windung
grösser, so schieben sich, wie zu erwarten, die Nullpunkte gege
schwächer wirkende Rolle hin, und zwar um so mehr, je grösser an
unverändertem Verhältniss der magnetisirenden Kräfte, also bei

---

[1]) Vergl. auch Jamin, Compt. rend. 81, p. 1227, 1875*. — [2]) A. O
beck, Ueber die Fortpflanzung der magnetischen Induction im weichen
Habilitationsschrift, Halle a. S. 1878, p. 305*; Beibl. 2, p. 288*.

leibenden Rollen, ihr absoluter Werth, also die Stromintensität, ist, bis icherlich endlich der ganze Ring der stärkeren Kraft entsprechend magtisirt erscheint.

Werden hierbei die Inductionsspiralen nahe an die Nullpunkte gestellt, so zeigen die nach einer Umkehrung des magnetisirenden Stromes folgenden Schwingungen der Nadel des Galvanometers nach dem rsten Ausschlage eine Zunahme und dann Ungleichmässigkeiten, welche en zeitlichen Verlauf der Magnetisirung an den einzelnen Stellen des inges andeuten. Liegt die Inductionsspirale näher an der schwächer irkenden Spirale, so nimmt danach die zuerst erfolgte Vertheilung im inne des Stromes in letzterer bedeutend ab, um dann wieder langsam zunehmen; liegt sie näher an der stärker wirkenden Spirale, so nimmt er im Sinne des Stromes darin zuerst erzeugte Magnetismus längere eit hindurch ab.

Aehnliche Erscheinungen treten ein, wenn der Eisenring durch zwei 712
leiche, diametral gegenüberliegende und einander entgegenwirkende pirالen (S, S') (von je 50 Windungen) magnetisirt, die Inductionsspirale uf den um 90° von denselben entfernten Nullpunkt gebracht und nun urch Einfügung einer Nebenschliessung in der einen Spirale ihr Strom esentlich auf Null reducirt (a) oder umgekehrt durch Fortnehmen derseln in die Spirale eingeführt wird (e) (wobei die Gesammtintensität des romes sich nicht merklich ändert).

So ergaben sich z. B. die aus den Inductionsströmen I berechneten agnetischen Momente M, nachdem zuerst der Strom beide Spiralen rchlief:

S_a	S'_a	S_e	S'_e	S_a	S_a	S_e	S_e
— 45,4	+ 9	+ 50,8	— 7	+ 6	— 5	— 44,6	+ 11
— 45,4	— 36,4	+ 24,4	+ 17,4	+ 23,4	+ 18,4	— 26,2	— 15,2

S_a	S'_a	S'_e	S_e	S'_a
— 5	+ 5	— 10	+ 2	+ 50,8
— 20,2	— 15,2	— 25,2	— 23,2	+ 27,6

Nach dem Oeffnen des Stromes in der einen Spirale (S) magnetisirt t also der ganze Ring im Sinne der anderen; wird auch die zweite (S') ffnet, so bleibt ein bedeutender remanenter Magnetismus zurück, der ss beim Schliessen der ersten Spirale (S) ganz umgekehrt wird. Wird n auch die zweite Spirale geschlossen, so ist die Magnetisirung in n früheren Nullpunkten nicht wieder Null.

Das Verhältniss der verschiedenen Theile des in einem 713
stem von Hufeisenmagnet und Anker erzeugten Magnemus hat Poggendorff[1]) bestimmt. Die Schenkel des Magnetes

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. 85, p. 147, 1852*.

waren mit Drahtrollen umgeben, welche aus je zwei isolirten D
bestanden. Die einen dieser Drähte wurden mit den Polen der
verbunden und die Intensität I des Stromes durch eine Tangentent
bestimmt. Die beiden anderen Drähte wurden mit dem Galvan
verbunden, durch welches die Intensität des Inductionsstromes in
gemessen wurde:

1. Als kein Anker auf dem Magnet auflag und der Kreis des
netisirenden Stromes geöffnet wurde. Diese Intensität sei a.

2. Als auf den Magnet ein flacher Anker gelegt war un
magnetisirende Strom zum ersten Male geschlossen wurde. Die je
obachtete Intensität b des inducirten Stromes entsprach dem total
Magnet erzeugten temporären magnetischen Moment.

3. Als der Stromkreis geöffnet und wieder geschlossen wurde
Intensität c entsprach dem totalen Magnetismus weniger dem in M
und Anker zurückbleibenden remanenten Magnetismus.

4. Als der Anker nach dem Oeffnen des magnetisirenden St
vom Magnet abgerissen wurde. Die jetzt gemessene Intensität
Inductionsstromes gab den Werth des remanenten (nach Abzug de
manenten) Magnetismus an.

Es ergab sich aus diesen Versuchen u. a.:

I	1	1,25	2,33
a	4,36	10,23	16,06
b	32,10	49,66	58,87
c	10,45	17,66	24,15
d	— 25,01	— 34,75	— 39,37

1. Das totale magnetische Moment b des durch den Anke
schlossenen Magnetes wächst hiernach in schwächerem Verhältnis
die Intensität der magnetisirenden Ströme.

2. Die Summe der Werthe c und d müsste dem Werthe b
sein; sie ist aber etwas grösser, da der Magnet nach dem Oeffn
Schliessungskreises bei den Versuchen ad 3 vor dem Schliessen ein
von seinem remanenten Magnetismus verliert, und dadurch der W
c etwas zu gross ausfällt.

Statt eines mit einem Anker versehenen Hufeisens kann man
einen in sich geschlossenen und mit Draht umwickelten Eisenri
diese Versuche verwenden. Die Resultate sind dann die analogen.

Kehrt man die Richtung des Stromes um, welcher einen mit
Anker versehenen Elektromagnet magnetisirt, und untersucht die

sität der Inductionsströme in einer ihn umgebenden Spirale, so ergiebt sie sich fast als doppelt so stark, als wenn man den Magnet zum ersten Male durch einen Strom von gleicher Intensität magnetisirt (Poggendorff l. c.). Also auch hier ist zur Vernichtung des im Magnet nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibenden remanenten Magnetismus nur eine sehr geringe Kraft erforderlich.

Selbstverständlich vermehren sich die Wirkungen in einem Hufeisen, wenn die Ströme durch beide Spiralen in gleichem Sinne fliessen, sie subtrahiren sich, wenn dieselben entgegen laufen. Dementsprechend ist die Tragkraft im ersten Falle bedeutend, im letzteren äusserst schwach.

Das Verhältniss der Momente der einzelnen Theilchen an verschie- 714
denen Stellen ist in offenen und geschlossenen, permanenten Stahlhufeisen und elektromagnetischen Hufeisen von weichem Eisen sehr verschieden [1]).

In einem offenen Stahlhufeisenmagnet fallen bei gleichmässiger Magnetisirung die Momente von der Biegung nach beiden Polen ab, wie in einem geraden Stahlmagnet.

Wird der Stahlmagnet durch einen Anker von weichem Eisen geschlossen, und werden die Inductionsströme in einer auf verschiedene Stellen des Magnetes geschobenen Spirale beim Abreissen des Ankers gemessen, so nimmt ihre Intensität, d. h. das Moment der Theilchen, im Verhältniss zu dem Moment im offenen Magnet in der Nähe der Pole bis auf das 5 bis 6 fache zu; von wo aus das Moment gegen den Bug hin sehr schnell bis auf Null abfällt.

In einem offenen hufeisenförmigen Elektromagnet, dessen Schenkel mit nicht zu langen Magnetisirungsspiralen umwunden sind, steigen dagegen die durch Inductionsströme beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes gemessenen Momente von den Polen an bis zu einem Punkte im Inneren der Spiralen und sinken dann bis zu einem im Bug des Elektromagnetes gelegenen Minimum. Entsprechend ist der freie Magnetismus am Nordpol bis in die Spirale nördlich, von da bis zum Bug südlich; dort ist er null, wird dann nördlich bis zur zweiten Spirale und bis zum Südpol wieder südlich.

Legt man einen Eisenstab senkrecht gegen die Seite eines Schen- 715
kels eines Hufeisenmagnetes, so erhält derselbe am Magnet einen Pol, welcher mit dem ihm zugekehrten Pol des dem Magnetpol zuliegenden Molecüls daselbst ungleichnamig, des dem Bug zuliegenden gleichnamig . Dadurch werden die Molecüle zwischen der betreffenden Stelle und . Bug stärker, die gegen den Pol hin schwächer in die axiale Lage . ellt; auf ersterer Seite nehmen die Momente zu, auf letzterer aber ab.

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. 77. p. 587, 702, 1873*.

Aus diesem Grunde wird auch der Magnetismus eines Hufeisen-
netes von Stahl verstärkt, wenn man seine Schenkel mit einem wei
Eisenstab vom Bug zu den Polen streicht, er wird bei umgekeh
Streichen vermindert. Je schwächer der ursprüngliche Magnetismus
desto mehr wird er durch Streichen mit dem Eisenstab verstärkt.

Selbstverständlich verändert sich bei beiden Verfahren die Vert
lung der Momente und freien Magnetismen.

Bei sehr starken Magnetisirungen wird auch durch das Streic
vom Bug zu den Polen der Magnetismus geschwächt; da dann d
den seitlichen Eisenstab die Molecularmagnete aus der axialen Lage
sehr seitlich abgelenkt werden und diese Wirkung die der Richt
nach der Axe überwiegt.

Ebenso wie ein an jeden einzelnen Schenkel gelegter Eisenstab w
ein über beide Schenkel transversal gelegter und zu den Polen
gegen den Bug hingeführter Eisenstab. In ähnlicher Weise kann
wenn der Magnetismus eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes d
öfteres Abreissen des Ankers auf ein gewisses Minimum reducirt
denselben noch weiter schwächen, wenn man den Anker näher an
Bug über seine Schenkel legt und ihn wiederholt abreisst [1]).

716 Mit der Zeit nimmt die Tragkraft der mit ihren Ankern verseh
Stahlmagnete zu, so dass man sie allmählich immer stärker bela
kann. Hier wirken wohl die kleinen Erschütterungen, in Folge deren
die Molecüle immer mehr in die Richtung der magnetischen Axe
stellen.

2. Tragkraft und Anziehung geschlossener Elektromagnete.

717 Die Tragkraft geschlossener Elektromagnete ist wegen der com
cirten Form nur in wenigen Fällen zu berechnen. Indess hat Stefa
unter gewissen Annahmen eine Berechnung der Tragkraft eines
zwei halbkreisförmigen Eisenstücken bestehenden Elektromagnetes
geführt.

Auf dem mit den Magnetisirungsspiralen eng umwundenen Ma
befindet sich kein freier Magnetismus, so dass nur die Wechselwirkun
auf der Trennungsfläche zu berechnen ist. Da eine gleichförmig
magnetischen Massen belegte Fläche auf einen ausserhalb liegen
Punkt mit einer Kraft wirkt, die der Dichtigkeit σ auf der Fläche
der Oeffnung des vom Punkt zu der Fläche gezogenen Kegels pro

---

[1]) Besondere Theorien hierüber siehe Gaugain l. c. — [2]) Stefan,
Ber. 81, p. 89, 1880*; Beibl. 4, p. 797*.

onal ist, so ist die Anziehung auf einen dicht an der Fläche liegenden unkt gleich $2\pi\sigma$. Ist q der Inhalt der Berührungsfläche, so ist demach die Anziehung der Anker- und Magnetfläche gleich

$$A = 2\pi\sigma . q\sigma = 2\pi q \sigma^2.$$

n den Rändern ist die Anziehung eigentlich geringer, indess ist sie egen die gesammte Anziehung zu vernachlässigen.

Ist normal zu einem Element dw der Trennungsfläche ein kleines inen Elementarmagnet darstellendes Prisma von der Länge λ errichtet, o ist sein Moment $dw . \sigma\lambda$, ist ferner das Moment der Volumeneinheit es Ringmagnetes gleich m, so ist auch jenes Moment gleich $m . \lambda dw$, aher $\sigma = m$ und $A = 2\pi m^2 q$.

Die Tragkraft A ist also dem Quadrat der Intensität m der Magneirung und der Grösse der Berührungsfläche proportional. Für die inheit der Berührungsfläche ist $A_1 = 2\pi m^2$.

Dieselbe Formel gilt für geschlossene Magnete von anderer Gestalt, orausgesetzt, dass sie überall gleichen Querschnitt haben, z. B. bei ufeisenmagneten, die mit einem gleich dicken Anker geschlossen und berall gleich stark magnetisirt sind, also keine freien Magnetismen beitzen, was beim Maximum der Magnetisirung immer eintrifft.

Aus den Versuchen von Rowland lässt sich ableiten, dass, wenn 718
r Maximalwerth der durch die magnetisirenden Kräfte K erhaltenen mporären Momente der Volumeneinheit m_1 ist, die Magnetisirungsfuncon $\varkappa = 0{,}0266\,(m_1 - m)$ und annähernd $m_1 = 14053$ (cm, g, sec) ist. ieser Werth gilt für die verschiedenen Eisen- und Stahlsorten.

Dann wird die maximale Tragkraft $A_{max} = 12\,208\,800$ absoluten rafteinheiten, oder bei Division mit $g = 980{,}5$ cm gleich 12450 g pro uadratcentimeter. v. Waltenhofen (l. c. §. 724) erhielt als Maximum r Tragkraft eines Magnetes von kreisförmigem Querschnitt und 1 cm urchmesser 18 kg, während dieselbe nach obigen Angaben 19,546 kg tte sein müssen.

Ist $\varkappa$ proportional $m_1 - m$ zu setzen, so gilt die Gleichung:

$$\frac{m}{m_1 - m} = \alpha K \text{ oder } \frac{m}{m_1} = \frac{\alpha K}{1 + \alpha K},$$

$\alpha = const$, etwa von $m = 0{,}7$ m an gilt. Dann ist die Tragkraft A erhalb derselben Grenzen:

$$\frac{A}{A_{max}} = \left(\frac{\alpha K}{1 + \alpha K}\right)^2,$$

für $m = 0{,}7\, m_1$, $A = 0{,}49\, A_{max}$ ist, und die Formel für Tragkräfte rhalb der Hälfte ihres Maximums gilt. α hängt von der Natur des ens ab. Die Formel stimmt mit Versuchen von Waltenhofen gut rein, nach denen z. B. ist ($\alpha = 0{,}0578$):

K	37,4	45,55	91,05	236,28
A gef.	8,96	10,27	13,87	16,24
A ber.	9,14	10,27	13,01	16,97

Da $\varkappa = m/K$ ist, so ist $\varkappa m = m^2/K$ das Verhältniss der Tra zur magnetisirenden Kraft. Dieser Werth steigt nach den Vers von Rowland sehr schnell, dann langsamer bis zu einem Maxi (für $m = 7177$, also etwa für die Hälfte des Maximalmomentes, w Tragkraft etwas über $^1/_4$ der Maximaltragkraft ist) und fällt dann w langsam bis Null ab, entsprechend dem Umstand, dass $\varkappa$ mit wac dem m erst steigt und dann wieder abnimmt, wobei $\varkappa$ fast bei Eisen- und Stahlsorten zwischen $m = {}^1/_3$ m und $m = {}^2/_5$ m ein Maxi erreicht.

Schneidet die den Magnetring in Anker und Magnet zerleg Ebene ihn nicht im Durchmesser, sondern in einer anderen Sehne, so die Richtung der Magnetisirung gegen die Schnittfläche um den W $\varepsilon = 90 - \vartheta$ geneigt ist, so ist die Dichte des Magnetismus a Contactfläche $\sigma = m \cos\vartheta = m \sin\varepsilon$, also die Anziehung auf der zen Berührungsfläche q' gleich $A = 2\pi q' m^2 \sin^2\varepsilon$. Da aber $q = q$ ist, so folgt:

$$A = 2\pi m^2 q \sin\varepsilon.$$

Die Tragkraft ist also im Verhältniss von $1 : \sin\varepsilon$ kleiner, a diametralem Durchschnitt.

Ist der Werth σ auf der ganzen Durchschnittsfläche nicht g sondern nimmt er nach der einen Richtung zu, nach der anderen a ab, so kann man die ganze Fläche erst mit der Dichtigkeit der Mitt legt, dann auf der einen Seite Schichten von gleichnamigem, auf der ren von ungleichnamigem Magnetismus zugefügt denken. Letzter sammen liefern keine auf der Fläche senkrechte, sondern nur ein parallele Kraft. Die Tragkraft wird dann

$$A = 2\pi \int \sigma^2 dw$$

oder, wenn m für alle Ringfäden gleich ist,

$$A = 2\pi m^2 \int \sin^2\varepsilon \, dw.$$

Ist der Querschnitt des Ringes ein Rechteck, so dass er von concentrischen Ringflächen begrenzt ist, die Grösse seines Diam schnittes q, sein innerer und äusserer Radius r_0 und r_1, a der Al der Schnittebene von der Axe des Ringes, so wird:

$$A = 2\pi m^2 q \frac{r_1 (\sin\varepsilon_1 - \cos\varepsilon_1) - r_0 (\sin\varepsilon_0 - \cos\varepsilon_0)}{r_1 - r_0},$$

wo die Winkel ε_0 und ε_1 durch die Gleichungen $a = r_0 \cos\varepsilon_0 = r_1$ bestimmt sind. $2\pi m^2 q$ ist kleiner als Eins und wird ein Min wenn $\varepsilon_0 = 0$, d. h. $a = r_0$ wird.

In anderen Fällen muss man die Tragkräfte und Anziehungen ex- 719
rimentell bestimmen.

Die Versuche über die Tragkraft geschlossener Magnete sind noch eniger sicher, als über die Tragkraft nicht geschlossener, da man die rennung, wie bei einem von einem Hufeisenmagnet abgerissenen Anker, ihren beiden Berührungsstellen vornehmen muss, und ausserdem der nker sich stets nach einer Seite neigt, ehe er abreisst. Man erhält so eist zu kleine Werthe.

Die Anziehung der Magnete in weiterer Entfernung lässt sich mit rösserer Sicherheit beobachten, obgleich die Fehlerquellen auch hier deutender sind, als bei geradlinigen Magneten und Ankern.

Wir betrachten wiederum nach einander den Einfluss der magneti-renden Kraft, der Dicke und der Länge der Hufeisen-Elektromagnete uf dieses Verhalten, und zwar bei unmittelbarer Berührung (Tragkraft) der bei Zwischenlegung indifferenter Substanzen (Anziehung).

Wir begnügen uns, von den in Betreff dieser Punkte angestellten ntersuchungen nur diejenigen anzuführen, welche ein historisches nteresse besitzen oder wenigstens etwas allgemeinere Resultate geliefert aben; lassen dagegen viele specielle Angaben über die Abhängigkeit er Tragkraft von dem Gewicht des Ankers und Magnetes u. s. w. fort, us denen sich doch keine irgendwie allgemeineren Beziehungen ergeben önnen.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft.

Einige frühere Versuche von dal Negro[1]) hatten schon gezeigt, 720
ss die Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete nicht dem Quadrat r magnetisirenden Kraft proportional ist. Er veränderte die Inten-ät des magnetisirenden Stromes durch Aenderung der Oberfläche o r Erregerplatten der Säule, und wollte eine Proportionalität zwischen m Umfang u derselben und den Tragkräften T der Elektromagnete ge-nden haben. — Berechnet man indess nach Jacobi die Versuche nach r Ohm'schen Formel, indem man die Intensität I des Stromes dem erth $I = 41{,}55\,q/(q + 14{,}4)$ gleich setzt, wo q die Oberfläche der atten der Säule ist, so erhält man aus denselben das Resultat, dass die agkräfte der Intensität des magnetisirenden Stromes direct proportional d. So ergiebt sich u. a.

	6□″	12	18	24	30	36	42	48	54	60
	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32
(ber.)	12,22	18,89	23,08	25,97	28,07	29,68	30,94	32,00	32,80	33,51
	13,85	18,25	22,80	24,60	25,80	30,30	29,60	32,80	33,00	35,60

[1]) Dal Negro, Dove's Repert. 1, p. 268*; auch Pogg. Ann. 29, p. 470*; p. 261, 1834*; Bibl. univers. 54, p. 1*.

In ähnlicher Weise hat Jacobi[1]) selbst bei verschieden gro… Elementen mit quadratischen Kupfertrögen und Zinkplatten und ein Hufeisenelektromagnet von $14^{1}/_{2}$ Pfd. Gewicht dasselbe Resultat erhalt… Die Intensität wurde nach der Formel $I = 283{,}6\,q/(q + 20)$ berechn…

q	4 □″	16	36	64	100	144
T (ber.)	47,3	126	182,3	216,1	236,3	249
T	47,75	126,45	185	200,62	236,05	255,34

721 Aehnliche Resultate erhielt auch Fechner[2]). Sein Hufeisenel… tromagnet war nur 2 Linien dick, hatte 14 Linien Länge, und … Pole standen 6 Linien von einander ab. Derselbe wurde durch e… Spirale von zwei Lagen sehr dünnen Kupferdrahtes magnetisirt. D… Anker wog $80^{1}/_{4}$ Gran und lag mit einer stumpfen Kante an die Polfläch… des Magnetes an. Die Intensität I des magnetisirenden Stromes wu… durch die Oscillationsdauer der Doppelnadel eines Multiplicators gemess… (§. 279), in welchem häufig die Drahtwindungen durch ein einfach… ⊐ förmiges Blech ersetzt waren. Dieser Multiplicator wurde neben d… Elektromagnete in den Stromkreis eingeschaltet. Durch Temperat… änderungen des dünnen Drahtes des Elektromagnetes können sich … dieser Methode der Messung manche Unregelmässigkeiten ergeben. … fand Fechner z. B.

Zahl n der Schwingungen	Dauer der n Schwingungen	I	Tragkraft T	
			beobachtet	ber. n. d. For… $T = n \cdot I$
6	96	0	0	0
	80,5	422	1448	1492
	77,5	535	1806	1892
	65	1181	4097	4176
	63	1324	4812	4680
16	162	9462	709	1527
	157,5	12254	1139	[illegible]
	126	22172	3716	3579
	117	27312	4465	4408
	122	24317	3986	3925
	136	17615	2856	2843
	159	10203	1439	1647
	183	5252	929	848
	198	3028	627	492
	209,3	1656	544	297

[1]) Jacobi, Dove's Rep. 1, p. 268, 1851*. — [2]) Fechner, … 69, p. 277, 316, 1833*.

Bei diesen Versuchen nehmen die Tragkräfte nicht ganz, wie Fech-
ner meinte, den Stromintensitäten proportional zu. Vielmehr nähern sie sich allmählich einem Maximum, welches um so eher eintreten musste, als die Masse des benutzten Hufeisens sehr klein war, das Maximum der Magnetisirung also sehr bald erreicht wurde. Der Grund, warum bei der Anwendung aufsteigend stärkerer Ströme die Tragkräfte bei den gerin-
geren Stromintensitäten zu klein, bei der Anwendung absteigend schwäche-
rer Ströme zu gross ausfallen, könnte darin liegen, dass bei ersteren die §. 466 erwähnten Verhältnisse eintreten, bei letzteren auch der Magnet noch ein ziemlich bedeutendes Residuum an permanentem Magnetismus erhalten hatte. Auch können die §. 485 erwähnten Bedingungen mit-
wirken.

Bei genaueren Versuchen über diesen Gegenstand ergeben sich 722
grosse Abweichungen von dem von Fechner ausgesprochenen Gesetze. Dies ist zuerst von Lenz und Jacobi nachgewiesen worden.

Lenz und Jacobi[1]) rissen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes vermittelst eines einarmigen Hebels, auf welchem sich ein Laufgewicht verschob, gerade oder hufeisenförmige Anker ab. Bei der einen Versuchsreihe wurde auch der Magnet mit seinen Schenkeln nach oben befestigt und zwischen dem Abreissapparat und dem Anker ein Regnier'scher Dynamometer eingeschaltet. Flache Anker gaben sehr unregelmässige Resultate. Beim Abreissen eines abgerundeten Ankers war:

Verhältniss der Strom-intensitäten	Verhältniss der Tragkräfte
1 : 1,39	1 : 1,27
1 : 1,27	1 : 1,46
1 : 1,49	1 : 1,55
1 : 1,94	1 : 2,31
1 : 5,13	1 : 6,75

Als Lenz und Jacobi ein Hufeisen von einem anderen, festen ab-
rissen und die Tragkräfte ohne Zwischenschaltung des Dynamometers durch Ablesung der Einstellung des Laufgewichtes auf dem einarmigen Hebel direct beobachteten, fanden sie das Verhältniss der Tragkräfte T und T_1 und der Intensitäten I und I_1 der die Hufeisen magnetisirenden Ströme:

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. 47, p. 415, 1839*.

1. Beide Hufeisen magnetisirt:

$$I : I_1 = 1 : 2{,}6. \qquad T : T_1 = 1 : 1{,}4.$$

2. Nur das feste Hufeisen magnetisirt:

$$I : I_1 = 1 : 2{,}4. \qquad T : T_1 = 1 : 1{,}5.$$

723 Mittelst eines Hufeisens von 1″ dicken und 6″ langen Schen und eines flachen Ankers fand Dub[1]) analog die Tragkräfte T bei Intensitäten I:

I	52,4	70	105	140,6	176,3	212,6
T	11,4	14,5	24	34,3	53,6	68 Pfd.
T/I *const*	217	207	228	244	304	320

Die Tragkräfte nehmen etwas schneller zu, als die tensitäten der magnetisirenden Ströme, indess doch ni proportional dem Quadrate der Intensitäten. Bei Anw dung stärkerer Ströme nähert sich die Tragkraft sehr b einem Maximum.

Auch Poggendorff[2]) fand das gleiche Resultat. So betr u. a. die relativen Tragkräfte T bei den Intensitäten I:

$I = 1$	2,375	5,07	7,378	10,350
$T = 1$	2,000	2,61	2,851	3,149

Bei geringeren Stromstärken ist also auch hier die Zunahme Tragkräfte bedeutender, als bei grösseren.

Dasselbe Resultat fand auch J. Müller[3]), indem er von einem seinen Schenkeln nach unten gekehrten Hufeisenelektromagnet Anker durch Gewichte abriss, welche auf eine an den Anker geh Wagschale gelegt wurden.

Bei Anwendung verschiedener Spiralen und Hufeisen I, II, III 10 mm und IV, V, VI von 6,5 mm Durchmesser, und Schenkeln I und II und V, III und VI von 16,5, 8,5 und 5 cm Länge und Magnetisi der Schenkel durch Spiralen von verschiedener Windungszahl ergab u. A. die Tragkraft T bei den magnetisirenden Kräften K (Product der Anzahl der Windungen mit der Stromintensität):

Hufeisen I	$K = 22$	53	87	117
	$T = 71$	85	98	104
Hufeisen V	$K = 30$	60	80	109
	$T = 32$	47	51	540

724 Aehnliche Versuche hat v. Waltenhofen[4]) angestellt.

In einem Gestell ist ein Elektromagnet aufrecht aufgestellt, d

---

[1]) Dub, Pogg. Ann. 86, p. 553, 1852*; Elektromagn. p. 141*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. 85, p. 148, 1852*. — [3]) J. Müller, Fortschr. p Vergl. auch Oersted, Pogg. Ann. 75, p. 447, Anm. 1848*. — [4]) v. Wal

einem fast halbkreisförmig gebogenen runden Eisenstab von 181 mm Länge, 10 mm Durchmesser und 116,39 g Gewicht besteht, welchen 52 Windungen eines 2 mm dicken übersponnenen Kupferdrahtes umgeben. Ueber demselben schwebt an einer Federwage ein ganz gleicher Elektromagnet. Die Federwage selbst hängt an einer Saite, welche über eine Rolle läuft und mittelst einer Kurbel mit Sperrhaken in die Höhe gewunden werden kann. Der Strom wurde zugleich durch die Spirale des einen oder beider Elektromagnete und auch durch die Windungen eines dritten geraden Elektromagnetes von genau denselben Dimensionen, wie die oben erwähnten Elektromagnete geleitet, welcher in ostwestlicher Lage westlich vor einer Bussole (mit Stahlnadel auf Achathütchen) hingelegt war. Auf der Ostseite derselben lag in genau gleicher Entfernung eine der Spirale des Magnetes gleiche Spirale ohne Eisenkern, die in entgegengesetzter Richtung, wie die Spirale des Magnetes, vom Strome umflossen war und so die Wirkung der letzteren auf den Magnet compensirte. So wurde die Tragkraft T des stehenden Elektromagnetes mit dem Momente des liegenden verglichen. Es wurden Versuche gemacht: A. indem der Strom nur durch die Windungen des stehenden Elektromagnetes geleitet wurde, B. indem er auch den aufgehängten Elektromagnet in gleichem Sinne umfloss, C. indem letzterer durch ein parallelepipedisches, auf der unteren Seite halbcylindrisch abgerundetes weiches Eisenstück von 133 mm Länge, 44 mm Breite, 10 mm Dicke und 500,4 g Gewicht ersetzt war. Die Tragkräfte erreichten in allen drei Fällen ein Maximum schon bei Stromintensitäten, bei denen der offene gerade Elektromagnet nur ungefähr die halbe Sättigung erhalten hatte. Ein etwas schnelleres Anwachsen der Tragkraft, als die Stromintensität, konnte nur bei sehr schwachen Intensitäten, die etwa 3 bis 5 Procent des Maximalmagnetismus im offenen Elektromagnet erzeugten, bei den Versuchen A. beobachtet werden. Die Tragkraft betrug dann etwa das 2,6 fache des Gewichtes des Magnetes. Annähernd lassen sich die Tragkräfte T der geschlossenen Magnete durch die Formel $T = b \operatorname{arctg} a I$ darstellen, wo I die Stromintensität, b, a Constante sind; wie wohl auch durch jede andere, etwa einer Hyperbel sich anschliessende Formel (vergl. §. 718).

Nach Robinson[1]) soll sich entsprechend die Tragkraft T durch die Formel

$$T = \frac{aK}{b + K}$$

ausdrücken lassen, wo K die magnetisirende Kraft (Product aus Stromintensität und Zahl der Spiralwindungen), a und b Constante sind.

Der Grund dieser schnellen Annäherung der Tragkräfte an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft ist dadurch begründet,

---

...fen, Sitzungsber. d. Wien. Akad. 61 [2], 12. Mai 1870*; Pogg. Ann. 142, 2.2, 1871*. Carl, Rep. 6, p. 308, 1870*.

[1]) T. Romney Robinson, Trans. Irish. Acad. 22, p. 1, 1855*, 23 [2], .81, 1859*; Inst. 1855, p. 344*.

dass sich auch der Magnetismus des Eisens in einem in sich gesch
nen Systeme viel schneller einem Maximum nähert, als in einem
geschlossenen, wie z. B. bei zwei mit den Enden an einander gel
Stäben. Das Maximum der Tragkraft wird daher bei wachsender
netisirender Kraft bei hufeisenförmigen Elektromagneten viel sch
erreicht, als bei geraden.

725 Ueber die Tragkraft von Ringmagneten hat auch Waszmu
Versuche angestellt.

Eisenringe wurden diametral durchschnitten und mit Drahtwi
gen bis dicht an die Enden bedeckt, so dass beim Aneinanderleg
Momente auf dem ganzen Kreise möglichst gleichmässig vertheilt w
Die beiden Hälften wurden möglichst gleichförmig mittelst einer F
wage von einander abgerissen. Durch einige um den Anker gelegte
einem Spiegelgalvanometer verbundene Drahtwindungen wurde der
Umkehren des Magnetismus erzeugte Inductionsstrom und somit
Moment m des Magnetes für die Volumeneinheit bestimmt.

Ist q die Summe beider Berührungsflächen, so ist nach Stefan (§
die Tragkraft $T = 2\pi q m^2/g$, wo g die Beschleunigung der Schwer
ist, vorausgesetzt, dass, wie bei den Versuchen, der radiale Durchm
des Ringes gegen seinen mittleren Querschnitt klein ist.

Wurden für einen Ringmagnet von 58,4 mm Ringradius und
Radius seines kreisförmigen Durchschnitts für verschiedene magnetisi
Kräfte X die Momente m als Abscissen, die Werthe der Magnetisir
function $\varkappa = m/X$ als Ordinaten aufgetragen, so stieg die Curv
schnell und nahm dann die Gestalt einer geraden Linie an, w
die Abscissenaxe in einem Punkte $m = m_{max} = 14000$ trifft (wi
Stefan).

Der Quotient T/m nimmt mit wachsendem m erst bis zu e
Minimum ab, welches vor Eintritt des Wendepunktes (des grössten $\varkappa$)
zeigt, und dann zu: ($m = 532 - 959 - 13075$; $10^6\, T/m = 1$
$136 - 363$). Der Werth T/m^2 nimmt mit steigender Magnetisi
schnell ab; bei sehr grossen m findet dann eine kleine Steigerung

Das Minimum von T/m zeigt sich noch deutlicher an einem
net von rechteckigem Querschnitte (innerer Radius 54,1, der Quers
hat 19,65 mm Breite und 5,5 mm Höhe). — Mit diesen Resul
stimmen die Versuche von Siemens überein (siehe den folgenden
graphen).

Bei Trennung der Flächen vom Anker und Magnet durch
Glasplatte nimmt die Tragkraft, wie bekannt, ab, bei Trennung durc
sehr dünnes Glimmerblättchen aber zu, was Waszmuth auf eine
tere Anhäufung von freiem Magnetismus an den Endflächen
ben will.

---

[1]) Waszmuth, Wien. Ber. 85 [2], p. 327. 1882*; Beibl. 6, p. 597*.

Waszmuth stellt eine Theorie der Erscheinung auf, dass der Quo-
ient T/m^2 vom Wendepunkte an kleiner als $2\pi q/g$ ausfällt, indem er
nnimmt, dass der Ringmagnet aus magnetischen Platten von der end-
chen Dicke D besteht, wo D mit wachsender Magnetisirung wachsen,
er Abstand d der Platten aber in gleichem Maasse abnehmen soll.

Dies soll geschehen, indem die drehbaren Molecüle bei der Magne-
sirung mehr und mehr ihre Axen der Richtung der magnetisirenden
raft zuwenden.

Nach Versuchen von Werner Siemens[1]) ist die Tragkraft von 726
ufeisenmagneten dem Momente an der Contactstelle proportional. Er
hnitt drei Eisenröhren von 100 mm Länge, resp. I 10,8, II 11,0 und
I 17,5 innerer Weite und I 2,3, II 4,5 und III 4,5 mm Wandstärke der
änge nach an zwei diametral gelegenen Stellen auf, umwickelte sie mit
wei Spiralen von 90 und 30 Windungen und bestimmte sowohl die
ärke i des Inductionsstromes in der zweiten beim Umkehren des Stromes
der ersten, als auch die zum Trennen der beiden Röhrenhälften erforder-
chen Gewichte G. Die Intensität der Inductionsströme ist der Wand-
ärke ziemlich proportional. Das Verhältniss i/G schwankte unregel-
ässig bei dem Magnete I, wenn die Intensität i des magnetisirenden
tromes von 23 bis 343 auf- und abstieg, zwischen 2,36 bis 3,24, bei
I für i von 7 bis 69 zwischen 3,85 und 1,66, bei III für i von 24 bis
40 von 3,70 bis 1,95. — Bei einer ringförmigen Röhre von 62 mm
nnerem und 81 mm äusserem Durchmesser, welche nach dem grössten
reise des Ringes in zwei Hälften getheilt, ebenso mit einer Magnetisi-
ungsspirale von 360 und einer Inductionsspirale von 50 Windungen
mwickelt und aus einander gerissen wurde, schwankte für $i = 20,5$ bis
3 der Werth i/G nur zwischen 1,6 und 1,2. Die grösste beobachtete
ragkraft betrug 65,2 kg. Auf 1 g Eisengewicht kam also eine Tragkraft
n 323 g. Das Maximum der Tragkraft ist hiernach 75 kg, also für 1 g
isen 390 g.

Ist der Magnet von dem Anker durch einen Zwischenraum getrennt, 727
tritt die Sättigung nicht so schnell ein, der Magnetismus wächst
nger mit den magnetisirenden Kräften und die Anziehung ist inner-
lb gewisser Grenzen proportional dem Quadrate derselben, namentlich
i Anwendung von dickeren Hufeisen. Nur bei stärkeren magnetisiren-
n Kräften beobachtet man eine Annäherung an das Maximum.

So waren bei den Intensitäten I die Anziehungen A der von Lenz
d Jacobi benutzten Hufeisen (§. 722), als $^1/_{10}''$ dicke Holzscheiben
zwischen gelegt wurden:

---

[1]) Werner Siemens, Berl. Monatsber. 14, p. 23, Juni 1881*; Wied. Ann.
4, p. 640, 1881*.

Nur das feste Hufeisen magnetisirt.

I	1,507	2,717	3,554	3,711	4,258
A	6,0	18,9	32,2	33,0	42,3
A/I^2	2,64	2,56	2,48	2,40	2,33

Bei stärkeren Strömen zeigt sich auch hier schon eine Annäh an das Maximum.

728 Dub[1]) hat bei Anwendung von dickeren Hufeisen das oben gesprochene Gesetz innerhalb ziemlich weiter Grenzen bestätigt gefu

Die Magnete bestanden aus einem horizontalen, viereckigen E stabe, auf welchen in einer Entfernung von $\frac{1}{2}''$ Eisenstäbe vertical geschraubt werden konnten. Der Anker, ein wohl abgedrehter, m Eisenstab, trug genau in der Mitte zwischen den beiden Polen des netes einen Haken, vermittelst dessen er an den §. 670 beschrieb Abreissapparat angehängt wurde. Hierdurch wurde bewirkt, das beiden Seiten des Ankers sich von beiden Polen wenigstens einigerma gleichzeitig trennten. Zwischen den Anker und die Magnetpole w ein Stück sehr starken und glatten Bristolpapiers gelegt.

Es ergab sich u. a. die Anziehung A:

1. Bei gleich bleibender Windungszahl der magnetisirenden Spi

Verhältniss der Stromintensitäten	Länge der Schenkel des Magnetes 6″			
	Dicke 2″ A	Dicke $1\frac{1}{2}''$ A	Dicke 1″ A	Dicke A
1	0,8 Pfd.	0,72 Pfd.	0,4 Pfd.	0,18
2	3,4	2,8	1,4	0,75
3	8	6,4	3,7	1,7
4	13,2	11,3	6,8	3
5	20	17	10,4	4,3
6	31	24	15	5,8
7	41	34	20	6,4
8	53	45	26	7,6

Analoge Resultate gaben andere Beobachtungsreihen.

2. Bei verschiedener Anzahl der Windungen W. Schenkel des eisens 6″ lang, 1″ dick. Die Anker waren Cylinder von gleichem D messer wie die Schenkel des Magnetes:

[1]) Dub, Pogg. Ann. 86, p. 542, 1852*.

	$I = 3$	4	6	8	12	
$W = 312$	$A = 1$	2	4,4	8,4	18	Pfund
$W = 156$	$A = 0{,}24$	0,5	1,1	2,2	4,6	

Ganz dasselbe Verhalten zeigte ein aus einem Stück Eisen geboge-ier Hufeisenelektromagnet.

Die Anziehungen verhalten sich also wie die Quadrate er Stromintensitäten, multiplicirt mit den Quadraten er Windungszahlen.

Wenn in einem mit seinem Anker geschlossenen hufeisenförmigen 729 lektromagnete mit wachsender magnetisirender Kraft das magnetische loment der einzelnen Theilchen in der Richtung der magnetisirenden raft sich schneller einem Maximum nähert, als in einem nicht geschlos-nen Magnet, so muss, falls nicht alle Theilchen gleiches Moment be-itzen, und daher das Hufeisen freien Magnetismus nach aussen zeigt, uch dieser sich in dem geschlossenen Magnete schneller dem Maximum ähern, als in dem nicht geschlossenen. — Dies zeigt auch u. a. ein ersuch von Dub[1]), bei welchem er nach der Methode von Koosen . 459) einen Strom durch eine Tangentenbussole und die Spirale eines " starken Hufeisenelektromagnetes leitete, und den letzteren in der stwestebene der Bussole näherte, bis die Nadel derselben auf Null stand. urde die Intensität des Stromes auf das Vierfache gesteigert, so wich ie Nadel, als das Hufeisen ohne Anker verwendet wurde, um 3°, als es it dem Anker geschlossen benutzt wurde, um 10° aus. — Ein Hufeisen on 1″ Dicke zeigte diese Annäherung an das Maximum nicht.

Wegen dieser schnelleren Annäherung des Magnetismus der geschlos-nen Magnete an das Maximum muss man bei der Untersuchung des influsses der Gestalt derselben auf ihr Verhalten nur schwache magne-isirende Kräfte oder dickere Magnete verwenden.

b. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspiralen.

Da in einem geschlossenen Eisenkreise die gegenseitige Richtung 730 r magnetischen Molecüle unter einander viel vollständiger geschieht, ie in einem an einer Stelle unterbrochenen, so gestaltet sich die Ver-eilung des Magnetismus in ersterem bei verschiedener Lage der mag-tisirenden Spiralen an allen Stellen ziemlich gleich und die zum Zer-issen des geschlossenen Kreises an der einen oder anderen Stelle forderliche Kräfte variiren weniger[2]). So haben schon dal Negro und ch Müller (l. c.) gefunden, dass die Lage der Magnetisirungsspiralen

[1]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 440, 1853*. — [2]) Vergl. auch die Versuche von rbeck §. 711.

auf den Schenkeln des Elektromagnetes auf die Anziehung und Tra desselben gegen seinen Anker nahezu ohne Einfluss ist[1]).

Dasselbe zeigt auch indirect der folgende Versuch von D Umwindet man die beiden Schenkel eines geöffneten Elektroma mit gleich viel Windungen von dickem Draht, durch welche man Strom leitet, und schiebt auf dieselben zwei gleiche Inductionsspi welche entgegengesetzt mit einander verbunden sind, so hebt sich Oeffnen des magnetisirenden Stromes die Wirkung des in den let inducirten Stromes auf ein Galvanometer auf, wenn sie beide au einander entsprechenden Stellen der beiden Schenkel des Huf liegen. Sobald aber die eine mehr nach der Biegung desselben geschoben wird, überwiegt ihre Wirkung, da nun das magne Moment der unter ihr liegenden Molecüle des Hufeisens grösse Wird aber der Magnet als Anker auf einen zweiten starken Elektr net gesetzt und der letzteren erregende Strom geöffnet, so ist die der Spiralen ohne Einfluss auf die Intensität des Inductionsstrome

731 Indess nimmt doch die Tragkraft und Anziehung der Hufeise nete ein wenig zu, wenn die Magnetisirungsspiralen den Polfläch nähert werden.

So wurde von Dub[3]) die Anziehung A bei Zwischenlegung Blattes Papier und die Tragkraft T gegen einen Anker an vier Hu geprüft, als auf ihre Schenkel eine Anzahl kurzer, $1^3/_4''$ langer Sp von je 56 Windungen geschoben, und der Strom durch die den Polfl zunächst liegenden Spiralen oder auch zugleich durch sie und die benachbarten Spiralen in solcher Intensität geleitet wurde, da Product der Intensität I mit der jedesmaligen Zahl der Windung constant blieb. So fand sich:

	Schenkel des Magnetes				
	6″ lang, 1″ dick	6″ lang, 2″ dick	12″ lang, 1″ dick	12″ lang, 2″ dick	12″ 1″
$W = 672$	$A =$ — Pfd.	$A =$ — Pfd.	$A =$ 1,8 Pfd.	$A =$ 6,2 Pfd.	$T =$
336	2	6,2	2,2	6,4	
224	2,3	7,1	2,4	7,2	
112	2,7	7,8	2,7	8	

[1]) Auch Ritchie, Phil. Mag. [3] 10, p. 57, 1837*. — [2]) Dove, Po 43, p. 516, 1838*. — [3]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 446, 1853*; Elektrom mus p. 168, 302*.

Aehnliche Resultate ergaben sich, als auf die Schenkel von Hufeisenmagneten kurze Spiralen geschoben und auf immer kleinere Entfer-ungen *e* den Polen genähert wurden. So waren u. a. die Tragkräfte *T* nd Anziehungen *A*:

1. bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 2″ dicken Schenkeln. Spira-n $3^3/_4$″ lang mit je 56 Windungen:

e	10″	8	6	4	5	$^1/_2$
T	13	13	14	14,5	15	16 Pfd.

2. bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 1″ dicken Schenkeln. Spira-n $3^3/_4$″ lang. Abstand des Ankers vom Magnet $^1/_{16}$″.

e	$6^1/_2$	$4^3/_4$	3	$1^1/_4$	$^1/_2$
A	0,84	0,87	1	1,08	1,12 Pfd.

c. Einfluss der Härte des Eisens und Stahls.

Die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete von Stahl und von 732
'eichem Eisen ist in manchen Beziehungen verschieden. Dies zeigen die lgenden Versuche von Poggendorff[1]). Er bestimmte die Tragkraft weier Hufeisen von Eisen und Stahl von gleichen Dimensionen für einen nker von weichem Eisen, sowohl während der magnetisirende Strom *I* irkte (totale Tragkraft *T*), als auch nach Oeffnung desselben (remanente ragkraft *R*), als auch nach Abreissen des Ankers und beim Wieder-nlegen desselben (die dem permanenten Magnetismus entsprechende ermanente Tragkraft *P*) in Unzen:

I	Ungehärteter Stahl			Weiches Eisen		
	T	*R*	*P*	*T*	*R*	*P*
1	$60^1/_4$	$37^1/_2$	$35^1/_2$	$100^1/_2$	$57^1/_2$	8
3	129	83	$39^1/_2$	213	$93^3/_4$	8
6	233	$127^1/_2$	$45^1/_2$	326	$102^1/_4$	8
8	277	133	48	353	$110^1/_4$	8
9	301	133	48	357	$107^1/_2$	8

Die totale Tragkraft des weichen Eisens ist also bei gleicher Strom-nsität bedeutender als die des Stahls.

---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. 85, p. 153, 1852*.

Analog verhält sich weiches unkrystallinisches und hartes brüchiges Eisen [1]).

Dagegen ist die remanente Tragkraft nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes beim ungehärteten Stahl bei kleineren Kräften kleiner, bei grösseren Kräften grösser, als beim weichen Eisen. Sie wächst langsamer als die totale Tragkraft.

Dieses Resultat ist daraus erklärlich, dass bei der Einwirkung des magnetisirenden Stromes die leichter beweglichen Theile des Eisens viel stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden, als die des Stahls. Beim Aufheben des magnetisirenden Stromes und auch beim Abreissen des Ankers kehren dagegen die magnetisch gerichteten Molecüle beim Stahl viel weniger in ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage zurück als beim Eisen; daher muss bei ersterem bei stärkeren Strömen die remanente Tragkraft grösser sein als bei letzterem.

Die remanente Tragkraft nach Abzug der permanenten $(R - P)$ ist beim Stahl kleiner als beim Eisen, da die gegenseitige Wechselwirkung die magnetischen Theilchen des Stahls aus ihrer durch die ursprüngliche Magnetisirung ihnen ertheilten permanenten Lage viel weniger entfernen kann, als die leichter beweglichen Theilchen des Eisens.

d. Einfluss der Entfernung des Ankers vom Magnete.

733 Mit wachsender Entfernung des Ankers vom Magnete nimmt die Anziehung, sowohl der hufeisenförmigen Elektromagnete, wie der Stahlmagnete, sehr schnell ab. Nach Barral [2]) sollte diese Abnahme bei der Anziehung der Anker durch Elektromagnete nach dem Gesetze einer logarithmischen Curve stattfinden, so dass $A = B/(C + D^x)$ wäre, wo B, C, D Constante, x der Abstand von Anker und Magnet. Dieses Gesetz hat keine allgemeine Gültigkeit.

Bei Stahlmagneten hat Cramer [3]) die Abnahme der Anziehung mit der Entfernung bestimmt. Er riss je zwei Stahlmagnete I und II von 104 und 224 Loth Tragkraft von einander, sowie einen Anker von zwei Stahlmagneten III und IV von 668 und 80 Loth Tragkraft vermittelst einer Brückenwage ab, indem er verschiedene Zahlen von Papierblättern von $^1/_{16}$ engl. Linie Dicke zwischenschaltete. Er fand u. a.:

---

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 2, p. 318, 1833*. — [2]) Barral, Compt. rend. 25, p. 757, 1847*. — [3]) Cramer, Pogg. Ann. 52, p. 298, 1841*.

Entfernung in Papierdicken	I	II	III	IV
1	44 Loth	148 Loth	475 Loth	32 Loth
3	16	84	267	14
5	$8^1/_2$	54	184	$8^1/_2$
7	$5^5/_8$	40	130	$5^1/_4$
9	4	31	103	$3^1/_4$
11	3	25	84	$2^1/_2$
13	$2^1/_2$	$20^5/_8$	70	$1^5/_8$
15	2	$18^1/_8$	60	$1^1/_8$
21	—	$13^3/_8$	$39^1/_4$	—
23	—	$12^3/_8$	35	—
46	—	$6^1/_2$	$13^1/_2$	—

ıbei ergiebt sich ein bemerkenswerther Unterschied zwischen dem 734
:en von hufeisenförmigen Elektromagneten von Eisen und per-
:en Stahlmagneten.

'enn dieselben so stark magnetisirt sind, dass sie ihren Anker in Entfernung gleich stark anziehen, so ist doch bei unmittelbarem n die Tragkraft des Eisens viel bedeutender [1]).

inige Versuche von Dub [2]) beweisen dieses Verhalten. Ein huf- rmiger Elektromagnet, 17″ lang, 1″ dick, dessen Schenkel 5″ von ein- standen, wurde so stark erregt, dass seine Tragkraft gleich der ıufeisenförmigen Stahlmagnetes war, und dann die Anziehung in edenen Entfernungen geprüft. Bei Vergleichung des Elektro- es mit zwei Stahlmagneten I und II, die aus je einer Lamelle on 11″ Länge, $^7/_8$″ Breite, $^1/_2$″ Dicke (Abstand der Schenkel 3″), n 20″ Länge, $1^1/_2$″ Breite, $^5/_8$″ Dicke (Abstand der Schenkel 5″) .en, war:

---

[1]) itchie, Phil. Trans. 2, p. 318, 1833*; auch Joule, Phil. Mag. [4] 2, 1851*. — [2]) Dub, Elektromagnetismus p. 362*; vergl. auch Rainey, ıg. 9, p. 72*.

	Stahl-magnet I	Elektro-magnet	Stahl-magnet II	Elektr[illegible] magn[illegible]
Tragkraft	3,7	3,7	18	18
Anziehung bei Entfernung von				
einer Papierdicke . .	1	0,75	—	—
„ zwei Papierdicken . .	0,44	0,36	3,55	3,[illegible]
„ vier Papierdicken . .	—	—	1,95	1,[illegible]
„ 1/8 Zoll	—	—	0,25	0,[illegible]

Der Grund dieser Erscheinungen liegt wiederum darin, dass dur[illegible] die magnetische Rückwirkung des Ankers die Theilchen des Eisens [illegible] stärker in die magnetischen Lagen gezogen werden, als die schwer[illegible] beweglichen Theilchen des Stahles, und so die Anziehung bei ersterm mit der Annäherung des Ankers viel stärker zunimmt als bei letzterm.

e. Einfluss der Dicke der Hufeisenelektromagnete und Ank[illegible]

735 Dub[1]) hat hierüber verschiedene Versuche mit Elektromagnet[illegible] angestellt, die aus einem parallelepipedischen Eisenstücke bestanden, [illegible] welches verschieden lange und dicke Eisenstäbe als Schenkel in [illegible]schiedenen Entfernungen von einander aufgesetzt wurden. Bei densel[illegible] müssen die Bodenplatte und der Anker den gleichen Querschnitt besitz[illegible] wie die Schenkel, da sich sonst die Vertheilung des Magnetismus für [illegible] verschiedenen Versuche ganz verschieden gestaltet.

Bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität bei Hufei[illegible] mit 6″ langen Schenkeln war u. a. die Anziehung A in einem Abstan[illegible] von etwa 1/16″:

Dicke der Schenkel:		1/2″	1″	1 1/2″	2″
Intensität = 176	A =	0,45	0,7	1,1	1,6 Pfd.
Intensität = 249	A =	0,9	1,4	2	3

Wurden an einen cylindrischen Eisenstab beiderseits Eisenku[illegible] geschraubt, und wurde das so vorgerichtete System als Anker für [illegible] Hufeisenelektromagnete von 12″ Länge und von verschiedenem D[illegible]messer gebraucht, so war bei gleicher Stromintensität ohne zwisch[illegible] gelegtes Papier:

Durchmesser	A	2″	1″
Tragkraft	T	8,4	4,6 Pfd.

[1]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 442, 1853*; Elektromagnetismus, p. [illegible]*.

Bei Beseitigung störender Einflüsse ist also die Tragkraft und nziehung der Hufeisenelektromagnete innerhalb gewis-r Grenzen ihrem Durchmesser proportional[1]).

Dieses Gesetz folgt auch aus dem §. 540 u. flgde. ausgesprochenen esultate, dass das magnetische Moment offener Magnete innerhalb ge-isser Grenzen der Quadratwurzel ihres Durchmessers entspricht. Die ragkraft und Anziehung muss nach Abzug der störenden Einflüsse dem uadrate dieses Werthes, d. i. dem Durchmesser selbst proportional sein.

Bei gleicher Zahl der Drahtwindungen soll ein Hufeisen von recht-inkligem Querschnitte viel (18 mal) weniger Tragkraft durch denselben rom erhalten, als ein gleich langes und schweres, gleich gebogenes ufeisen von kreisförmigem Querschnitte[2]).

f. Einfluss der Länge der Schenkel des Hufeisens.

Schon aus den §. 722 mitgetheilten Resultaten von Lenz und Ja- 736
obi folgt, dass die Länge der Schenkel eines hufeisenförmigen Elektro-agnetes auf seinen Magnetismus, also auch auf seine Anziehung und ragkraft ohne Einfluss ist, wenn die Magnetisirungsspiralen bei gleicher agnetisirenden Kraft die Schenkel auf ihrer ganzen Länge bedecken.

Dieser Satz wird durch Versuche von J. Müller, Nicklès und ub bestätigt.

So fand u. A. Müller bei seinen §. 723 citirten Versuchen:

änge der Schenkel	16,5 cm	8,5 cm	5 cm
änge der Magnetisirungsspirale . .	14	6,8	3,4
ragkraft bei gleicher magnetisirenden Kraft	7100	7200	7400

Nicklès[3]) hat ähnliche Resultate erhalten. Zwei hufeisenförmige ektromagnete I und II von 40 und 80 cm Länge wurden mit densel-n Magnetisirungsspiralen umgeben. Bei drei Intensitäten I der magne-irenden Ströme war ihre Tragkraft T im Mittel:

	$I =$ 4,33	7,67	12,33
I	$T =$ 5200	7550	10760 g
II	$T =$ 5150	7500	10795

Ebenso fand Dub[4]), als er verschieden lange Eisenstäbe als Schen-l auf ein Querstück von Eisen setzte und die Magnetisirungsspirale

[1]) Auch Robinson, Trans. Irish. Acad. 23 [2], p. 501, 1859*. — [2]) Dal gro, Pogg. Ann. 29, p. 471, 1833*. — [3]) Nicklès, Ann. de Chim. et de ys. [3] 37, p. 402, 1853*. — [4]) Dub, Pogg. Ann. 90, p. 453, 1853*.

über ihre ganze Länge ausbreitete, die Stromintensität aber so reg
dass die gesammte magnetisirende Kraft die gleiche blieb, die Anzi
A bei $^1/_{16}''$ Entfernung gegen einen Anker:

Länge der Schenkel		4″	6″	9″	12″
Schenkel 1″ dick	$A =$	2,2	2,1	2,2	2,1 Pfd.
Schenkel 2″ dick	$A =$	—	5,8	—	5,6

Da indess, wenn die Magnetisirungsspirale bei gleicher magneti der Kraft die kürzeren Schenkel eines Hufeisenmagnetes bedeckt gerade unter ihr befindlichen Theile des Eisens einer stärkeren E kung unterliegen, als wenn dieselbe Spirale längere Schenkel bede erreicht in ersterem Falle der Magnetismus des Eisens in den Sche schneller ein Maximum, und deshalb kann bei stärkeren magnetisir Kräften die Tragkraft und Anziehung der Elektromagnete mit län Schenkeln unter sonst gleichen Verhältnissen grösser erscheinen al der kürzeren.

737 Der nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückblei remanente Magnetismus der Hufeisenelektromagnete nimmt Ritchie[1]) mit ihrer Länge zu. Während der Anker eines Huf von $^1/_2$ Fuss Länge beim Oeffnen des Stromes sogleich abfiel, bl die Anker von Hufeisen von 1 und 4 Fuss Länge, welche währe Stromeswirkung etwa die gleiche Tragkraft besassen, wie jenes, an selben haften.

Aeltere Versuche von dal Negro (§. 720) gaben kein ein Resultat, wohl wegen Mangel an einer gehörigen Beobachtungsmeth Ebenso sind die Resultate von Ritchie[2]) nicht ganz zuverlässig, denen die Tragkraft zweier gleich dicker Hufeisen, deren Läng aufgelegtem Anker 1 und 4 Fuss betrug, bei gleicher Drahtumwick und Anwendung gleicher magnetisirender Ströme bei schwachen men sich verhalten soll wie 2 : 1, also umgekehrt wie die Quadra zeln der Längen. Bei stärkeren Strömen sollte sich die Tragkra längeren Hufeisens der des kürzeren nähern.

Auch andere Versuche von Joule[3]), angestellt mit seinen § beschriebenen Elektromagneten, mit Hufeisenelektromagneten aus k ren oder längeren, dickeren oder dünneren Eisenstäben und Dr nach denen das Maximum der Tragkraft dem Quadratinhalt des kle Querschnittes der Magnete entsprach, dürften dieses Resultat wohl genügend beweisen.

---

[1]) Ritchie l. c. Pogg. Ann. **29**, p. 464, 1833*. — [2]) Ritchie, Phil. 1833, **2**; Pogg. Ann. **29**, p. 464 und **32**, p. 534*. — [3]) Joule, Stur Annals of Electr. **5**, p. 187 u. 471*.

g. Einfluss des Abstandes der Schenkel oder Pole der Hufeisen.

Als Dub (l. c.) zwei verticale Eisenstäbe auf verschieden langen 738
nerstücken von Eisen (von $2^{1}/_{2}''$ bis $5^{1}/_{4}''$ Länge) befestigte, und von nen den Anker sowohl bei unmittelbarer Berührung, als bei Zwischengung eines $^{1}/_{8}''$ dicken Brettchens abriss, blieb die Anziehung, wie ie Tragkraft bei jeder beliebigen Entfernung, aber bei leicher Länge der Schenkel unverändert.

Indess gilt dieser Satz erst von einer gewissen Entfernung der henkel an. Schon dal Negro[1]) beobachtete, dass, wenn die Schenkel iner Magnete weiter als 1 Pariser Zoll von einander entfernt wurden, e Tragkraft etwa um $^{1}/_{10}$ zunahm. Dasselbe zeigen einige Versuche n Nicklès[2]). Als derselbe auf eine Eisenstange zwei mit Kupferaht umwundene Schenkel stellte, welche so gebogen waren, dass ihre ole einander berühren konnten, und von denen der eine fest stand, der dere diesem festen Schenkel genähert wurde, war die Tragkraft bei er verschiedenen Intensitäten I des magnetisirenden Stromes:

Abstand der Pole	$I_1 = 5$	$I_2 = 10$	$I_3 = 17$	$I_4 = 45$
0,05 mm	5	10	22	52
0,25	8	14,5	23	55
0,45	10	16	25,5	58,5
1,20	9	18	27	65
2,20	7	18	27	66
2,80	5	18	27	66

Bei sehr grosser Nähe der Schenkel wird die Vertheilung des Magtismus in ihnen geändert, die freien Magnetismen an den Polflächen nden sich mehr nach den einander gegenüber stehenden Seiten der henkel hin, und so wird die Anziehung der Polflächen selbst gegen n aufgelegten Anker geringer. Bei etwas weiterer Entfernung der henkel nimmt die Tragkraft zu, bei noch weiterer, namentlich bei hwachen Strömen, aber wieder ab, da die von dem einen Pol auf die gnetischen Molecüle des Ankers ausgehende Wirkung sich dann

[1]) dal Negro, l. c. §. 720. — [2]) Nicklès, Compt. rend. 39, p. 635, 1854*; ctro-aimants., p. 95 u. flgde.; auch Ann. de Chim. et Phys. [4] 2, p. 230, 64*.

weniger intensiv bis zum anderen Pol erstreckt, also beide Pol Wirkung an den Berührungsstellen des Magnetes und Ankers nicht bedeutend verstärken können.

h. Einfluss der Berührungsfläche.

739 Die gleichen Wirkungen, wie auf die Tragkraft und Anzi geradliniger Elektromagnete, übt auch die Veränderung der Berüh fläche auf dieselben Verhältnisse bei hufeisenförmigen Elektromag und Stahlmagneten aus. Genauere Untersuchungen sind indess bi nicht angestellt. Sie würden auch kaum zu allgemeineren Resu führen, da sich die Aenderung der Vertheilung der magnetische mente nicht vollständig übersehen lässt. — Dass die Tragkraft mi kleinerung der Berührungsfläche bis zu einem gewissen Grade zun ist eine alte Erfahrung. Deshalb schärft man auch gewöhnlic Fläche der an die Polflächen von Stahlmagneten gelegten Ank einer Kante zu oder rundet sie ab (vergleiche auch die Anme zu §. 742).

i. Fernere empirische Sätze über die Tragkraft.

740 Die übrigen, in Betreff der Tragkraft der Elektromagnete aufg ten Sätze dürften kaum eine allgemeinere Gültigkeit haben, wen zelne auch einen gewissen praktischen Werth besitzen. Wir s einige derselben hier zusammen.

Nach Barral[1]) wächst mit dem Gewicht des Ankers die Tra bis zu einem Maximum, welches erreicht wird, wenn Anker und M gleich schwer sind. Eben dasselbe Verhältniss sollte sich ergeben, bei gleichbleibendem Anker das Gewicht des Magnetes geändert w

741 Dass die permanente Tragkraft p hufeisenförmiger St magnete ihrer Oberfläche oder der Cubikwurzel der Quadrate ihr wichte proportional ist, hatte schon Daniel Bernoulli[2]) gesagt.

Denselben Satz findet auch Häcker[3]), wie bei geradlinigen neten, so auch bei hufeisenförmigen Stahlmagneten von $^1/_{128}$ Lot zu 40 Pfund Gewicht bestätigt, so dass deren Tragkraft

$$p = a\sqrt[3]{P^2}$$

ist, wenn P ihr Gewicht angiebt, a eine Constante ist.

---

1) Barral, Compt. rend. 25, p. 757, 1847*. — 2) Daniel Bernoulli, Helvetica 3, p. 233, 1758; vergl. Fr. Burckhardt, Pogg. Ann. 136, p 1869*. — 3) Häcker, Pogg. Ann. 57, p. 321, 1842*.

Hier ist, wie bei den geradlinigen Magneten, im Mittel $\log a = 1{,}60$. Der Werth a ändert sich nach der Stahlsorte der Magnete. Die Form soll nicht viel Einfluss haben. — Beim Zusammenlegen von fünf Lamellen zu einem Magnet ergab sich gleichfalls die Tragkraft des letzteren nach der obigen Formel, so dass sie nicht der Summe der Tragkräfte der einzelnen Lamellen entspricht.

Nach van der Willigen[1]) ist, wenn l die Länge, L die reducirte Länge (der Polabstand), q der Umfang der Magnete, s die Oberfläche der Polflächen, A und B Constante sind, die Tragkraft bei der temporären T_s und permanenten T_p Magnetisirung 742

$$T_s = A q \sqrt{s} \sqrt[4]{\frac{l}{\sqrt{s}}}, \qquad T_p = B q \sqrt{s} \sqrt[4]{\frac{L}{\sqrt{s}}} \cdot \frac{L}{l}.$$

Da bei Magneten aus einer Lamelle $B = A$ wird, so ist in diesem Fall:

$$T_p = T_s \left(\frac{L}{l}\right)^{5/4}.$$

Durch Annähern je zweier Stahlmagnete von gleicher Schenkelweite von 0,28 und 0,185 Pfund, sowie von 1,35 und 0,67 Pfund an eine Bussole von entgegengesetzten Seiten, bis die Nadel derselben keine Ablenkung zeigte, fand Külp[2]), dass auch die freien Magnetismen der Magnete dem gleichen Verhältniss, wie die Tragkräfte entsprechen. Indess dürfte dieses Resultat doch kaum allgemein gültig sein. 743

IV. Tragkraft der Glockenmagnete.

Bei den Glockenmagneten von Romershausen, Camacho u. s. f. werden, wie wir schon §. 551 erwähnt haben, die ausserhalb der einzelnen Spiralen liegenden Hüllen nicht wesentlich durch letztere, sondern nur durch die Vertheilung von Seiten der inneren Eisenmassen mag- 744

---

[1]) van der Willigen, Compt. rend. 83, p. 1017, 1878*. — [2]) L. Külp, Pogg. Ann. 135, p. 148, 1868*. Nach einigen weiteren empirischen Sätzen von Külp (Grunert's Archiv, 52, p. 448, 53, p. 66, 1871*), soll u. A. die Maximaltragkraft von hufeisenförmigen Stahlmagneten am grössten sein, wenn die Flächenbreite der Anker $1/4$ und $1/5$ der Breite der Polflächen beträgt; bei den ...en 1 und $3/4$ soll sie halb so gross, bei der Breite $1/2$ und bei Anlegen der ...e etwa $2/3$ sein. — Ist ferner das Gewicht der Anker kleiner als $2/3$ von der Lamelle, so nehmen die Tragkräfte mit dem Gewicht des Ankers zu. Minimum der Tragkraft findet bei den Gewichten $1/4$ und 1, ein Maximum bei $3/4$ statt u. s. f. Alle diese und ähnliche Sätze haben keine allgemeinere Bedeutung (vergleiche auch du Moncel, Compt. rend. 69, p. 886, ...).

netisch. Bei einem Magnet mit mehr Röhren zeigen in Folge d die inneren Hüllen die gleiche, die äusseren entgegengesetzte Pol wie die umgebenden Spiralen.

Die Anziehung eines derartigen Magnets von Camacho (drei 6 lange Röhren aus 2 mm dickem Eisenblech, welche im Abstand je 2 mm von einander um einen 6 cm dicken Eisenkern auf eine Ei platte gestellt sind, und zwischen denen Windungen von 0,8 mm dic Kupferdraht gewunden sind, ist im Abstand von 1 mm auf ei weichen Eisenanker (von 8 cm Länge und 3,5 cm Dicke) etwa dop so gross, wie die Anziehung der einzelnen Theile des Magnetes sammen [1]).

Es ist klar, wenn man zwei derartige Magnete auf eine Eisenp stellt und so zu einem Hufeisenmagnet vereint, dass das Auflegen Halbankern auf dieselben nicht vortheilhaft ist [2]), da dadurch die gegengesetzt magnetisirten Röhren und Theile jedes Systems in geschlossen werden. Dasselbe tritt bei Auflegen einer Eisenplatte ü beide ein.

V. Verhalten der Radmagnete

745 Die paracirculären Magnete fallen ganz in die Kategorie geradlinigen Magnete, oder, wenn sie aus mehreren, auf dieselbe geschobenen Scheiben bestehen, in die der Hufeisenmagnete.

Legt man an die verschiedenen Punkte der Ränder der Schei von circulären Magneten Eisenmassen, so zeigen sich einige le erklärliche Abweichungen. Besteht ein solcher Magnet aus zwei Ei scheiben, die durch einen mit einer Spirale umgebenen Eisenstab bunden sind, und legt man parallel dem Eisenstab seitlich an die P pherie beider Scheiben einen Stab als Anker an, so wird nicht nur di getragen, sondern auch an anderen Stellen der Peripherie kann andere Stäbe als Anker anlegen, welche gleichfalls noch gehalten wer Indess nimmt die gesammte Tragkraft nicht proportional der Zahl Anker zu, sondern ist bei zwei Ankern etwa nur $1^1/_2$ mal so gross bei einem, weil dabei die Magnetismen anders vertheilt werden. nähernd ist die Summe sämmtlicher einzeln gemessener Anziehung dem Rande der Scheibe gleich der in ihrer Mitte [3]).

Wendet man einen Radmagnet mit drei Scheiben an, so erhält die grössere Tragkraft, wenn der Strom die beiden, zwischen den Sc ben befindlichen Magnetisirungsspiralen im gleichen Sinne durchfl

[1]) du Moncel, Compt. rend. 80, p. 1572, 1875.* — [2]) du Mo Compt. rend. 81, p. 17, 1875*. — [3]) du Moncel, Compt. rend. 84, p. 1877*.

ıi gleicher Eisenmasse und derselben magnetisirenden Kraft ist die 'agkraft indess bei Anwendung von nur zwei Scheiben grösser.

Bei einem solchen Magnet, dessen Scheiben:

a.	0,09 m	Durchmesser,	0,009 m	Dicke	und	450 g	Gewicht
b.	0,06 „	„	0,009 „	„	„	195 „	„
c.	0,09 „	„	0,018 „	„	„	900 „	„

.tten, betrugen nach Nicklès[1]) die Tragkräfte gegen einen cylin- ischen Stab bei gleichen Stromintensitäten I:

	I_1	I_2	I_3	I_4
a.	6 kg	$8^1/_2$	9	9
b.	9	9	11	12 bis 13
c.	9 bis 10	13 bis 14	14	14 bis 15

Die Tragkraft wächst also einmal mit der wachsenden Masse der ıeiben, sodann mit Verminderung ihres Durchmessers; im ersten Falle, il die schwereren Magnete dem Anker eine grössere Berührungsfläche :bieten, im zweiten, weil sich die Magnetisirung auf wenigere Punkte ı Umfanges der Scheiben verbreitet, welche überdies dem magneti- ten Kerne näher liegen, so dass jedes einzelne Theilchen an der ripherie der kleineren Scheiben stärker in die magnetische Lage richtet wird. — Werden die Scheiben in der Nähe des Kerns bei un- ändertem Rande dünner gemacht, so vermindert sich dadurch ihre agkraft nicht.

Steckt man auf denselben Kern zwei verschiedene Scheiben und tersucht ihre Tragkraft einzeln, so hat die kleinere und dünnere heibe die grössere Tragkraft.

Sind die Scheiben verschieden weit von einander auf den jedes- al mit derselben Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenkern aufge- hoben, so nimmt die Tragkraft mit ihrer Entfernung von einander st zu, dann ab, wie bei den gewöhnlichen Hufeisenmagneten. So war ı Tragkraft bei zwei Scheiben von 9 cm Durchmesser und 2 cm Dicke, ı in der Mitte auf 8 mm Dicke ausgehöhlt und auf eine 35 mm dicke e aufgeschoben waren, bei zwei Intensitäten I_1 und I_2 des die Spirale rchfliessenden Stromes:

---

[1]) Nicklès, Electroaimants, p. 169*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] 2, p. 235, ı*.

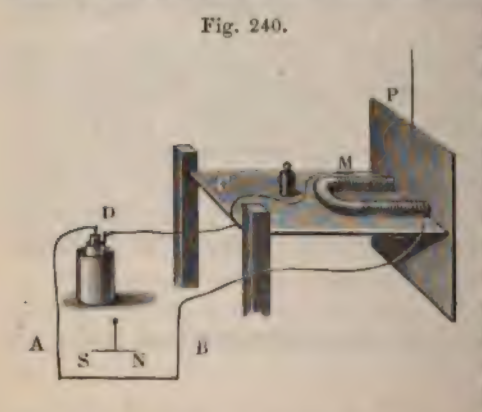
Abstand der Ränder der Scheiben	I	I_1
0	1	$1\frac{1}{2}$
Papierdicke	3	5
1 mm	5	10
2	9	12 bis 13
10	9	15
14	7	15

VI. Magnetische Reibung.

746 In Folge der Anziehung eines Magnetes oder Elektromagn
seinen Anker ist, wenn man den Anker von dem Magnet s
schieben will, die dazu erforderliche Kraft grösser, als ohne die
rung des Magnetes.

W. Weber[1]) hat diese „magnetische Reibung" u
indem er auf dem einen Ende eines um eine horizontale Axe b
Brettes C einen hufeisenförmigen Elektromagnet M von 1170
befestigte, der mit einem 8 m langen, 2,9 mm dicken Kupfer
wunden war, und vor den Polen desselben eine Eisenplatte P
an einem Faden aufhängte (Fig. 240). Der Strom eines Dan
Elementes D wurde durch einen horizontalen, in der Richtung
netischen Meridians liegenden Draht AB geleitet, über wel
Magnetnadel NS stand, und dann durch die Drahtwindungen d
magnetes. Derselb
Platte P an. Das Bre
mit Gewichten bel
es niedersank. Sod
an das Brett nahe
Hufeisen ein Fad
knüpft, dieser ve
einen Ende eines ol
findlichen Wageba
führt, und auf die
ren Ende desselben
Schale ein Gewic
welches das Brett
Hufeisen und der

Fig. 240.



[1]) W. Weber, Resultate des magnet. Vereins, 1840, p. 46*.

tehenden Last gerade äquilibrirte. Dieses Gewicht ist ein Maass für die agnetische Reibung.

Bei einem Strom von solcher Stärke, dass ein 14,7 mm langes Stück desselben als ein in der Verticalebene liegender Kreisbogen von 14,7 mm Halbmesser auf eine in seinem Mittelpunkt befindliche Nadel dasselbe Drehungsmoment ausübt, wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus, betrug die durch die magnetische Reibung bedingte Tragkraft m Mittel 7240 g.

Die Grösse dieser magnetischen Reibung ist dadurch bedingt, dass ie magnetische Anziehung auf den Anker und Magnet gerade so wirkt, ie wenn der eine gegen den anderen durch ein grösseres Gewicht egengedrückt würde. Die zum Abschieben erforderliche Kraft müsste er Tragkraft proportional sein, wenn nicht zugleich der Reibungscoefficient geändert würde.

Barral[1]) glaubte dieses Letztere durch Versuche bewiesen zu haben, i denen er den Anker eines 7,86 kg schweren Elektromagnetes, dessen olflächen horizontal standen, erst in verticaler (I), dann in einer gegen e Verticale um 41° 59′ (II) und 63° 12′ (III) geneigten, endlich horizontaler Richtung (IV) abriss. Er bedurfte dazu folgender Gewichte:

Gewicht des Ankers	I	II	III	IV
0,20	33 kg	16	14	—
2,82	183	110	79	61
6,78	267	144	113	103
9,25	295	—	—	131
15,00	235	138	138	80

Das Verhältniss der ad I und IV gefundenen Werthe beträgt etwa 0,3. Da der Reibungscoefficient zwischen dem Elektromagnet und nker vor der Magnetisirung 0,23 war, so sollte die Magnetisirung ht allein wie ein stärkerer Druck wirken, mit welchem Anker und agnet gegen einander gepresst würden. Man müsste dann also noch e Arbeit der Umlegung der magnetischen Molecüle des Ankers und gnetes bei ihrem Gleiten an einander in Betracht ziehen.

Von besonderem Interesse ist die magnetische Reibung der 747
nagnete, wie sie zuerst von W. Weber (l. c.) untersucht wurde. Radmagnete, Fig. 241, bestanden aus einer Eisenscheibe von

[1]) Barral, Compt. rend. 25, p. 757, 1847*.

147 mm Durchmesser und 58 mm Dicke mit aufgeworfenen R
Um die zwischen diesen Rändern befindliche, 22 mm breite und
tiefe Rinne war übersponnener Kupferdraht ge
Seitlich war die eiserne Scheibe mit hölzernen,
förmigen Fassungen versehen, in welche
falls Drahtwindungen eingelegt waren. Das
bildete Rad konnte sich um zwei metallene
drehen, welche mit den Enden der Drahtwin
und den Polen der Säule verbunden wurden. Die Drähte auf de
pherie des Rades waren so verbunden, dass der Strom die beiden äu
in gleicher, den in der mittleren Rinne in der entgegengesetzten
tung durchfloss. Die beiden aufgeworfenen Ränder des Rades sin
auf ihrer ganzen Peripherie, der eine nord-, der andere südpolar.
Weber einen solchen Radmagnet statt des Hufeisenmagnetes a
Brett Fig. 240 befestigte, so dass seine beiden Ränder auf der
aufgehängten Eisenplatte P glitten, und bei der Bewegung des
die Drehung des Rades verhindert wurde, betrug die magnetisch
bung im Mittel 14000 g bei Anwendung eines Stromes, der in ei
der Verticalebene liegenden Kreisbogen von 30,76 mm Länge und 30,
Radius auf eine Nadel im Centrum wie die horizontale Componen
Erdmagnetismus wirkt. — Lag nur der eine Rand des Rades
Ankerplatte auf, so betrug die magnetische Reibung 2163 g. –
magnetische Reibung nimmt bei schwächeren Magnetisirungen m
Quadrat der Stromstärke zu.

Fig. 241.

Lässt man einen solchen Radmagnet auf einer eisernen
ruhen und bestimmt die Neigung der letzteren, bei welcher er h
zu rollen beginnt, so kann man auch seine rollende Reibung besti
Bei den Versuchen von Weber betrug der hemmende Einfluss d
netisirung nicht mehr, als durch die Vermehrung des Druckes
sein konnte, welche der Radmagnet gegen die Unterlage durch di
netische Anziehung erfuhr.

748 Die Abhängigkeit dieser magnetischen Reibung von der Ge
digkeit der Drehung hat Nicklès[1]) bestimmt, welcher sie n
lich zu technischen Zwecken verwendet hat, wie dies auch sch
W. Weber vorgeschlagen wurde. Nicklès liess einen aus dr
einen Eisenstab aufgesetzten Eisenrädern bestehenden Radmagn
mittelst eines Triebwerkes durch Menschenkraft mit einer besti
Geschwindigkeit drehen. Zwischen den Scheiben des Radmagne
fanden sich getrennt von demselben die Magnetisirungsspiralen.
die Ränder des Radmagnetes lag eine eiserne, auf Lagern laufend
walze, welche bei der Drehung des Magnetes mit um ihre Axe g

[1]) Nicklès, Brevet d'invention 9 août, 1850; Electro-aimant
et 248*.

urde. Durch einen mit verschiedenen Gewichten G belasteten Prony'-
hen Zaum wurde ihre Rotationsgeschwindigkeit auf ein Bestimmtes re-
ucirt. Auf diese Weise fanden sich bei zwei Versuchsreihen die folgen-
n Gewichte G bei verschiedenen Anzahlen n der Umdrehungen des
admagnetes pro Minute:

I		II	
n	G	n	G
60	7 kg	96	10
615	7	203	9
1810	5,5	810	8
1992	6	1600	7,1

Hiernach wird die magnetische Reibung mit Zunahme der Drehungs-
schwindigkeit nur wenig kleiner; ein Beweis, dass sich die magnetische
rtheilung bei Berührung der verschiedenen Theile des Randes des
admagnetes mit der als Anker dienenden Walze in sehr kurzer Zeit
llständig herstellt.

Dasselbe zeigen einige andere Versuche, bei denen eine Eisenstange,
ren eines Ende an einer horizontalen Axe befestigt war, in einem Ab-
tand von 2 mm von oben her den Rändern der Scheiben des Radmag-
etes parallel seiner Axe gegenübergestellt wurde. Eine am anderen
Ende der Stange befestigte Schnur wurde über Rollen geleitet und am
nderen Ende mittelst einer Wagschale mit Gewichten belastet, bis die-
lben die Stange von dem in verschieden schnelle Rotation versetzten
admagnet abrissen.

Wendet man statt der Radmagnete paracirculäre Magnete an, so
immt die Anziehung mit der Drehungsgeschwindigkeit viel schneller
, da hier eine längere Zeit vergeht, bis sich die neue Polarität herstellt.

VI. Magnetische Figuren.

Befindet sich ein längliches Eisentheilchen unter dem Einfluss eines 749
er mehrerer Magnetpole, so wird es magnetisch, indem seine Längs-
ung zugleich mit seiner magnetischen Axe zusammenfällt. Ist das
hen im Raume frei beweglich, so bewegt es sich zu dem Pol, durch
lchen es stärker angezogen wird. Ist es um seinen Mittelpunkt dreh-
r, so stellt es sich in einer bestimmten Lage ins Gleichgewicht. Eine
che Einstellung von Eisentheilchen nimmt man wahr, wenn man den

einen oder die beiden Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes od
Elektromagnetes, oder auch die eine Seitenfläche eines geraden Stahl
magnetes oder eines natürlichen Magnetsteines mit einem Papier od
einer Glastafel bedeckt und Eisenfeile darauf streut. Dieselben ordn
sich über einem Pol allein in radial divergirende Linien, über zw
Polen in bestimmte Curven, welche z. B. in Fig. 242 und 243 fü
einen geradlinigen Stahlmagnet und einen Hufeisenelektromagnet m

Fig. 242.

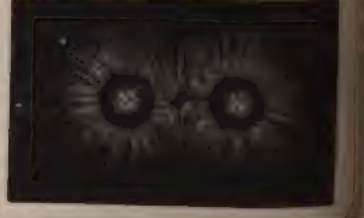


kreisförmigen Polflächen abgebildet sind. Zunächst lagern sich di
Eisenfeile nicht in der Mitte der Polflächen an, da daselbst der fre
Magnetismus sehr gering ist, sondern hauptsächlich an den Rände
An den Rändern selbst richten sich die Feilspäne in divergirenden Stra
len nach oben, da ihre oberen Enden eine gleiche und dem Pol des Ma
netes gleichnamige Polarität erhalten. Jenseits der Ränder bleibt bei A
wendung stärkerer Magnete ein von den Feilspänen entblösster Ra
da in der Nähe der Pole die Anziehung gegen die Feilspäne die Reibu
der letzteren an der Unterlage überwindet, und sie so zu den Polen h
gezogen werden. Weiter entfernt von den Polen laufen die von den Fe
spänen gebildeten magnetischen Curven zusammen, indem sich die
gleichem Sinn durch beide Pole magnetisirten Eisentheilchen anzieh

Fig. 243.



Fig. 244.



Sind dagegen die Pole des Magnetes gleichartig erregt, so
sich in der Mitte zwischen beiden die im entgegengesetzten Sinn
netisirten Eisentheilchen ab, und die magnetischen Curven dive
wie in Fig. 244.

Wie bei Anwendung zweier getrennter Pole, kann man auch bei nwendung von Dreizackmagneten und vielschenkligen Magneten mit leichnamigen und ungleichnamigen Polflächen und von Guillemin-omershausen'schen Magneten diese magnetischen Figuren darstellen. re Gestalt ergiebt sich ohne Weiteres.

Will man die magnetischen Curven fixiren, so drückt man auf die isenfeile, welche sich auf einer auf die Magnetpole gelegten Glasplatte ordnet haben, ein mit Stärkekleister bestrichenes Papier. Dabei wern indess die an den Polen aufgerichteten Eisenfeile hinabgedrückt [1]). — sser stellt man nach Nicklès [2]) die magnetischen Figuren auf Wachspier oder nach Alf. M. Mayer auf einer mit Schellack überzogenen Glastte [3]) dar und erhitzt dieselben von oben durch einen darüber gehalten heissen Deckel eines Schmelztiegels. Das Wachs oder der Schellack ht sich hierbei zwischen die Eisenfeile und befestigt sie nach dem kalten in ihrer Lage.

Die magnetischen Curven waren schon dem Lucrez bekannt. Später 750
tersuchten sie la Hire, Musschenbroek, Bazin [4]) und namentch Lambert [5]). Mit Ausnahme von Musschenbroek, welcher schon e Eisenfeile als kleine, von den Magnetpolen gerichtete Magnetnadeln trachtete, nahm man meist in früheren Zeiten an, dass die magnetihen Curven ein Bild von der Verbreitung der magnetischen Wirkung r Pole des Magnetes nach aussen gäben, indem man dieselbe gewisserassen als eine Emanation der magnetischen Kraft von den Polen aus trachtete.

Nachdem es Lambert nicht gelungen war, bei der mangelnden nntniss des Gesetzes der Abnahme der Anziehung mit der Entferng die Gesetze der magnetischen Curven vollständig zu begründen, t dies von Robinson, Playfair, Leslie [6]) und namentlich Roget [7]) chehen.

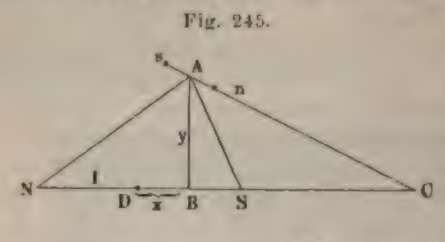
Die Eigenschaften der magnetischen Curven entwickeln sich aus der trachtung, dass dieselben aus einzelnen, linearen Eisentheilchen behen, welche durch die Einwirkung der Magnetpole magnetisirt werden d sich durch die Anziehung der Pole um ihren fest bleibenden Schwerkt drehen und einstellen. Seien N und S, Fig. 245, die beiden Pole Magnetes von der Länge $2l$, welche wir als Punkte annehmen wollen; i der Mittelpunkt eines der kleinen magnetisirten Eisentheilchen

---

Haldat, Mém. de l'Acad. de Nancy, 1839, p. 43. — [2]) Kohn, n. 124, p. 468, 1852; Nicklès, Electro-aimants, p. 46*. — [3]) Alf. yer, Phil. Mag. [4] 41, p. 476, 1871*. — [4]) Vergl. Gehler's Wörterbuch 817*. — [5]) Lambert, Mém. de l'Acad. de Berlin, 1767, p. 49. — gl. Gehler's Wörterbuch l. c. — [7]) Roget, Journ. of the Royal Institu-1831, Nr. 2, p. 311*. Vergl. auch A. H. Mechanics Magazine 45, p. 206; schritte der Physik, 1846, p. 576*; Dienger, Grunert's Archiv 12, p. 307, 9.

ns, dessen Länge 2λ sei. Ist das letztere sehr klein, so könne uns seine Pole mit seinem Mittelpunkt A zusammenfallend de Durch die Wirkung beider Pole drehe sich das Theilchen so, dass Axe ns mit seiner Verbindungslinie mit dem Magnetpol S den W ACS mache. Die an Polen von NS und ns häuften freien magneti Fluida seien m und μ. Kräfte, welche von den P N und S z. B. auf den N pol des Theilchens wir sind dann

Fig. 245.



$$\frac{m\mu}{AN^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{AS^2}.$$

Soll das Theilchen ns in Ruhe sein, so müssen die durch d Kräfte auf dasselbe ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, d. i.

$$\frac{\sin NAC}{AN^2} = \frac{\sin SAC}{AS^2} \quad \cdots\cdots$$

Nun ist

$$\sin NAC = \frac{NC.\sin NCA}{AN}, \quad \sin SAC = \frac{SC \sin SCA}{AS},$$

also, da $\angle\ SCA = NCA$,

$$\frac{NC}{AN^3} = \frac{SC}{AS^3} \cdot \quad \cdots\cdots$$

Denken wir uns eine Reihe von Theilchen ns, welche mit ihre den an einander liegen und alle unabhängig von einander durch Wirkung der Magnetpole gerichtet werden, so bilden sie zusammen magnetische Curve, und jedes Theilchen ns hat die Richtung ihrer gente. Es folgt also aus der Gleichung 2):

Legt man an irgend einen Punkt A einer magnetischen Curve Tangente, so schneidet sie die Verbindungslinie der Magnetpole in e Punkt C, dessen Abstände NC und SC von denselben sich wie die ten Potenzen des Abstandes der Pole von dem Punkt der magneti Curve verhalten.

Nehmen wir den Halbirungspunkt D von NS als Coordinat fangspunkt, bezeichnen die von A auf NS gefällte Ordinate der netischen Curve $AB = f(x)$ mit y und DB mit x, so ist

$$BC.tg\,ACB = y, \text{ also } BC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}},$$

daher

$$NC = (l + x) - \frac{y}{\frac{dy}{dx}}, \qquad SC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}} - (l - x),$$

$$AN = \sqrt{(l + x)^2 + y^2}, \quad AS = \sqrt{(l - x)^2 + y^2}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in Gleichung 2) erhalten wir die Be-
ngungsgleichung für die magnetische Curve

$$\frac{y - (l + x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}^3} - \frac{y + (l - x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}^3} = 0,$$

ren Integral ist:

$$\frac{l + x}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}} + \frac{l - x}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}} = Const. \quad . \quad . \quad 3)$$

Die beiden Summanden auf der linken Seite sind die Cosinus der inkel ANS und ASN. Werden diese Winkel mit α und α_1 bezeicht, so ist

$$\cos \alpha + \cos \alpha_1 = Const.$$

e Gleichung der magnetischen Curve.

Mithin ist die Summe der Cosinus der Winkel, welche die Verbin-ngslinien der Pole des Magnetes und der Punkte der magnetischen ırve mit der Axe des Magnetes machen, eine constante Grösse.

Derselben Bedingung entsprechen die Strömungscurven der Elektriät zwischen kleinen kugelförmigen Elektroden im unendlichen Raume, elche Curven auf den Linien gleichen Potentials senkrecht stehen [1]).

Nach diesem Satz lässt sich die magnetische Curve in folgender eise construiren: Beschreibt man um die Magnetpole N und S je zwei reise mit gleichem Radius und errichtet auf der Magnetaxe NS Lothe, elche die Peripherieen beider Kreise in je zwei Punkten schneiden, so ıd die Durchschnittspunkte der zu diesen Punkten führenden Radien ider Kreise Punkte der magnetischen Curve, da die Summe der Cosinus r Winkel, welche die betreffenden Radien mit der Magnetaxe NS ıchen, constant dem Werthe NS gleich ist.

Sind die Pole N und S gleichnamig, so ändert sich die mathematische trachtung nicht. Der Punkt C rückt dann zwischen die Pole N und und so divergiren die Curven von den Polen aus.

Bei diesen Betrachtungen ist die Wechselwirkung der einzelnen kleiı, auf einander folgenden magnetischen Eisentheilchen auf einander ht berücksichtigt, welche die Gestalt der magnetischen Curve ein nig ändert.

Ein Instrument, vermittelst dessen man diese Curven zeichnen kann, von **Roget** [2]) angegeben worden.

---

[1]) Vgl. auch **Zech**, Zeitschr. f. Math. 1867, p. 277*. — [2]) Gehler's Wörterb. l, p. 855*.

751 Die nach obiger Rechnung bestimmte Einstellung eines magnetischen Eisentheilchens oder einer kleinen Magnetnadel unter Einfluss zweier Magnetpole ist von Munke [1]) nach einem Verfahren geprüft worden, welches im Princip zuerst von Lambert (l. c.) angegeben worden ist. Auf der Mitte eines auf einem horizontalen Brett verzeichneten Kreises *KK*, Fig. 246, befand sich eine an einem Coconfaden in der Ebene des Meridians schwebende Magnetnadel *ns*. Um eine in der Verlängerung des Aufhängefadens derselben liegende Axe bewegte sich unterhalb der Nadel auf dem Brett ein Lineal von Holz *AB*, dessen Stellung auf der Kreistheilung *KK* abgelesen wurde. Auf dem Lineal liess sich eine Kreisscheibe *C* verschieben, auf welcher ein Magnetstab *NS* in je um 10° gegen einander geneigten Lagen aufgelegt wurde. Das Lineal wurde so lange gedreht, bis die Nadel *ns* in der Ebene des Meridians verblieb. Die Winkel zwischen der Magnetnadel *ns* und der Axe des Magnetes *NS* ergaben sich aus der Stellung des Lineals auf der Kreistheilung und des Magnetes *NS* auf der Scheibe *C*. Nach Berechnung der Abstände der Pole S und *N* von der Mitte der Nadel *ns* entsprach die Stellung von *NS* nahezu der oben entwickelten Formel.

Fig. 246.



Wirkt ausser einem Magnet noch der Erdmagnetismus auf eine kleine Magnetnadel, so kann man ebenfalls magnetische Curven construiren, deren Tangenten jeweilen der Richtung der Axe jener Nadel entsprechen.

Sehr sorgfältige Zeichnungen dieser Curven hat Herger [2]) geliefert.

752 Die Einstellung einer oder mehrerer Magnetnadeln unter Einfluss eines Magnetstabes ist bei bekannter Vertheilung der freien Magnetismen Gegenstand der mathematischen Berechnung, welche sich durch das Experiment bestätigen lässt, und bietet keine wesentlich neue Gesichtspunkte dar [3]).

Lässt man z. B. eine Anzahl vertical durch Korkscheiben gesteckter magnetisirter Nadeln, aus denen ihre oberen Enden gerade herausragen, mit ihren gleichnamigen (Nord-) Polen nach unten auf Wasser schwimmen und nähert ihnen von oben einen stärkeren Magnet mit seinem ihrem

[1]) Munke, Gehler's Wörterb. 6, 2, p. 829*. — [2]) Herger, Die Sy[…] magnetischer Curven. Leipzig 1844, Folio*. — [3]) Vergl. z. B. Airy, Phil. [4] 46, p. 221, 1873*. Stuart, ibid. p. 231*. Thalén, Oefversigt […] Vetensk. Acad. Forhandl. 1874, Nr. 6*; Pogg. Ann. 155, p. 117, 1875*. D[…] ibid. Nr. 6*; Pogg. Ann. 155, p. 132, 1875*. Blondlot, Compt. rend. […] p. 454, 1876*.

beren Polen ungleichnamigen Pol, so ordnen sie sich in Folge ihrer gegen-itigen Abstossung und der Anziehung durch den oberen Pol in regel-ässige Figuren, in die Ecken gleichseitiger Dreiecke oder Vierecke, in eren Mitte eine weitere Nadel schwimmt u. s. f.[1]). Sie können dabei erst eniger stabile Lagen annehmen, welche sie bei Erschütterungen mit stabi-ren vertauschen. — Noch complicirter werden die Erscheinungen, wenn an um das die Nadeln enthaltende Glas ausserdem noch eine vom Strom rchflossene Spirale legt[2]). Die Erscheinungen folgen direct aus den setzen der elektromagnetischen und magnetischen Wechselwirkungen r Magnete und der Spirale.

---

[1]) Vergl. Alfred M. Mayer, Sillim. J. [3] 15, p. 276, 16, p. 217, 1878*; ibl. 2, p. 356, 3, p. 39*. C. S. Pierce, Nature 18, p. 381, 1878*; Beibl. p. 661*; auch W. Thomson, Nature [3] 18, p. 13, 1878*; Beibl. 2, p. 356*. — Warder und Shipley, Sillim. J. [3] 20, p. 285, 1880*; Beibl. 5, p. 66*.

Viertes Capitel.

Wechselbeziehungen zwischen dem Magneti[s]
und dem mechanischen Verhalten der Kör[p]

I. Einfluss von Erschütterungen auf den Magneti[s]

753 Zwischen dem magnetischen und dem mechanischen Verhal[t]
Körper bestehen die innigsten Beziehungen. So haben wir wi[e]
erwähnt, dass die durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre und
nente Magnetisirung des Eisens und Stahles von der Härte d[e]
abhängig ist. Durch die in §. 528 u. flgde. gegebene Theorie h[a]
diese Abhängigkeit auf mechanische Bewegungen der magn[e]
Molecüle des Eisens und Stahles zurückzuführen gesucht. Di[e]
schauung wird noch viel wahrscheinlicher durch die Beobachtun[g]
mechanische Einflüsse, welche die Gestalt oder Molecularanordnun[g]
Körpers ändern, auch seinen Magnetismus verändern können, um[g]
aber auch die Magnetisirung für sich allein schon sichtbare G
veränderungen desselben hervorbringen kann. Diese letzteren Wi[r]
sind sorgfältig von äusseren elektromagnetischen und magn[e]
Anziehungs- und Abstossungserscheinungen zu sondern, durch
gleichfalls Gestaltsänderungen der magnetisirten Körper hervo[r]
werden, die zuweilen secundär zur Entstehung von Schwingun[g]
Tönen (siehe dieses Capitel) Veranlassung geben.

754 Zuerst wirken Erschütterungen in unbestimmter Ri[c]
sowohl auf den Magnetismus eines unter dem Einflusse einer M
sirungsspirale oder anderer magnetisirender Kräfte temporär m
sirten, als auch eines nach Aufhebung derselben permanent m
sirten Stabes.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab erschüttert, während die m
sirende Kraft auf ihn wirkt, z. B. während er sich in einer M
sirungsspirale befindet, so wächst dabei sein temporärer Magn

nd auch der nach Aufhebung derselben zurückbleibende permanente Magnetismus.

So legte Gilbert[1]) Eisenstangen horizontal in die Richtung des magnetischen Meridians oder zog sie in dieser Richtung durch ein Zieheisen oder schlug sie in der nordsüdlichen Lage. — Auch Scoresby[2]) schlug Eisenstäbe, welche er in der Richtung der Inclinationslage aufgestellt hatte. Mit der Zahl der Schläge nahm die Magnetisirung, gemessen durch die Tragkraft gegen verschieden schwere Eisennägel oder die Ablenkung einer Magnetnadel, zu. Wendet man die auf diese Weise magnetisirten Stangen um, dass ihr oberes, durch das Schlagen südpolar gewordenes Ende nach unten gekehrt ist, so kehrt sich bei wiederholtem Schlagen auch die Magnetisirung um.

Diese Veränderungen des temporären Momentes kann man nach Warburg[3]) auch bei Longitudinalschwingungen der Magnetstäbe beobachten. Ein 1890 mm langer Eisendraht wurde in der Mitte fest eingeklemmt, mit einem harzigen Lederlappen gerieben und so in Longitudinalschwingungen (etwa 1300 in der Secunde) versetzt. Der Draht war auf der einen Hälfte ganz mit einer vom Strome durchflossenen Magnetisirungsspirale bedeckt, auf der anderen befand sich am Knotenpunkt eine kurze Inductionsspirale, welche mit einem Dynamometer verbunden war. Wurde der Stab gerieben, so zeigte das Dynamometer einen Ausschlag. Wurde die Inductionsspirale auf das freie Ende des Drahtes zur Seite der Magnetisirungsspirale geschoben, so erhielt man dagegen keinen Ausschlag, so dass also nicht das Hin- und Hergleiten der Theilchen unter der Inductionsspirale, sondern die vorübergehende Aenderung ihrer magnetischen Einstellung die Inductionsströme bedingt. Ein Galvanometer an Stelle des Dynamometers giebt keinen Ausschlag, da die Theilchen bei den Erschütterungen abwechselnd entgegengesetzte Drehungen erfahren.

Glüht man die Drähte an der Knotenstelle aus, so zeigen sie die Erscheinungen noch deutlicher, da nach Matteucci (s. w. u.) der Zug das Moment weicher Drähte stärker ändert, als das Moment härterer.

Erschüttert man einen Magnetstab, nachdem die magnetisirende 755
Kraft aufgehört hat zu wirken, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus. Bei längerem Liegen nimmt ebenfalls, wahrscheinlich in Folge der dabei eintretenden Erschütterungen, das Moment permanent magnetisirter Stäbe ab. Werden dieselben zuerst auf das Maximum der permanenten Magnetisirung gebracht, sodann längere Zeit hingelegt und von Neuem magnetisirt, so wächst das nun zu erreichende Moment über das frühere Maximum hinaus[4]). Diese Erscheinungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

[1]) Gilbert, De magnete, 1600. — [2]) Scoresby, Phil. Trans. 1822, 2, 241*. — [3]) Warburg, Pogg. Ann. 139, p. 499, 1870*. — [4]) Frankenheim, Pogg. Ann. 123, p. 77, 1864*.

Hierüber sind von H. und F. Streintz[1]) Versuche angestellt worden. Nach dem Durchleiten des Stromes durch die in ostwestlicher Lage liegenden Stäbe wurden ihre Enden mit einem entfernten, sehr empfindlichen Spiegelgalvanometer verbunden. Um die Stäbe möglichst gleichförmig zu erschüttern, wurde ein 14 cm langer, 2,4 kg schwerer Kupfercylinder conaxial zum Eisenstab in einer messbaren Entfernung, etwa 1 bis 2 mm vor seinem Ende, an zwei mal zwei 42 cm langen Schnüren an zwei Haken aufgehängt. Der Cylinder wurde gehoben und gegen den Stab fallen gelassen. Die lebendigen Kräfte verhielten sich bei den Stössen dabei wie 1 : 2 : 3 : 4. Aus den Ausschlägen des Galvanometers kann man die jeweiligen Verluste an remanenten Transversalmagnetismus berechnen.

Bei einem Stab von 7,2 mm Durchmesser und 2 m Länge, welcher an seinem westlichen Ende so oft geschlagen wurde, dass der Galvanometerausschlag unter 1 mm gesunken war, waren die Summen der auf diese Weise erhaltenen Ausschläge bei zwei Versuchen einander sehr nahe gleich (79,0 und 78,9), ebenso als nachher der Stab jedesmal auch noch am östlichen Ende ebenso oft geschlagen wurde (insgesammt 104,7 und 102,5).

Da bei wiederholtem Durchleiten des Stromes der remanente Magnetismus der transversalmagnetisirten Drähte kleiner ist, als bei einmaligem Durchleiten, so sind es auch die Verluste beim Erschüttern. So betrug der Gesammtverlust nach 1, 50, 100, 1000 Schliessungen resp. [illegible] 42,3, 38,8, 37,3. Nach einmaliger Umkehrung des Stromes treten aber die früheren Werthe wieder ein.

Die auf einander folgenden Ausschläge bei 1 bis x Schlägen lassen sich recht gut durch die auch für die elastische Nachwirkung geltende Formel $y = a x^{-b}$ darstellen. Je grösser hierbei der Galvanometerausschlag beim ersten Stoss ist, desto kleiner muss er bei dem späteren sein, da die Summe aller Ausschläge dem Verluste an dem gesammten stets gleichen Magnetismus entspricht.

Bei verschiedener Intensität der magnetisirenden Ströme ergeben sich keine einfachen Verhältnisse. — Bei Stäben von verschiedenem Durchmesser d waren bei gleicher Stromintensität und gleichen Stössen die Galvanometerablenkungen:

	d	7,2	6,6	5,55 mm
Stoss	1	51,5	64,0	72,0
„	2	16,5	14,0	11,5

so dass beim ersten Stoss der Magnetismus des dünnen Stabes mehr verändert wird. Bei Stäben von 1 m Länge waren die Ausschläge stets kleiner, als die Hälfte der Ausschläge bei doppelt so langen Stäben.

[1]) H. u. F. Streintz, Wien. Ber. 76 [2], p. 946, 1877*; Beibl. 2, p. [illegible]

Die Dauer und Schnelligkeit der Schliessung des magnetisirenden tromes hat auf die Erscheinungen keine Wirkung, wenn dabei nicht tgegengesetzt magnetisirende Inductionsströme entstehen.

Legt man auf einen permanenten Hufeisenmagnet einen Anker, reisst 761
n ab und wiederholt dieses Verfahren, so werden die Axen der Molelarmagnete beim Auflegen des Ankers jedesmal der in sich geschlossen Axe des Magnetes und Ankers zugewendet und kehren nach Abissen desselben wieder mehr in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen rück. Die hierbei erfolgenden Erschütterungen bedingen ebenfalls eine llmähliche Abnahme des permanenten Momentes und der Tragkraft des Magnetes bis zu einem Minimum.

Dieselbe Erscheinung zeigt sich auch an geraden Magneten.

Umgekehrt bemerkt man häufig an Stahlmagneten, welche durch inen mit Gewichten belasteten Anker geschlossen sind, eine Zunahme er Tragkraft mit der Zeit, so dass man die Gewichte ganz allmählich rgrössern kann. Auch hier dürften die kleinen unvermeidlichen Erhütterungen die Molecularkräfte derart ändern, dass die Molecüle ehr und mehr in ihre axialen Lagen übergehen; gerade wie temorär durch Gewichte tordirte Drähte sich bei Erschütterungen stärker rdiren.

II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus.

Vollständiger, als bei diesen Versuchen, lassen sich die Beziehungen 762
wischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper i der Torsion derselben untersuchen.

Zunächst ändert die Torsion eines magnetisirten Stabes inen Magnetismus.

Ueber diesen Gegenstand sind zuerst einige Experimente von Matucci, weitere Beobachtungen von Wertheim und ausführlichere ntersuchungen von mir angestellt worden.

Matteucci[1]) hat den Einfluss der Torsion auf den Magnetismus nes Eisenstabes untersucht, indem er ihn in horizontaler Lage senkcht gegen den magnetischen Meridian zwischen zwei Klemmen einannte, von denen die eine auf einem Stativ festgestellt war, die andere n eine horizontale Axe in einem Lager gedreht werden konnte. Der

[1]) Matteucci, Compt. rend. 24, p. 301, 1847*.

Eisenstab war mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, durch welche ein Strom geleitet wurde. Um den Stab wurde noch eine Inductionsspirale gelegt, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden waren. Bei den Hin- und Herdrillungen des Stabes änderte sich sein magnetisches Moment, und in der Inductionsspirale wurden galvanische Ströme inducirt, deren Richtung die Zu- oder Abnahme des Momentes des Magnetstabes angab.

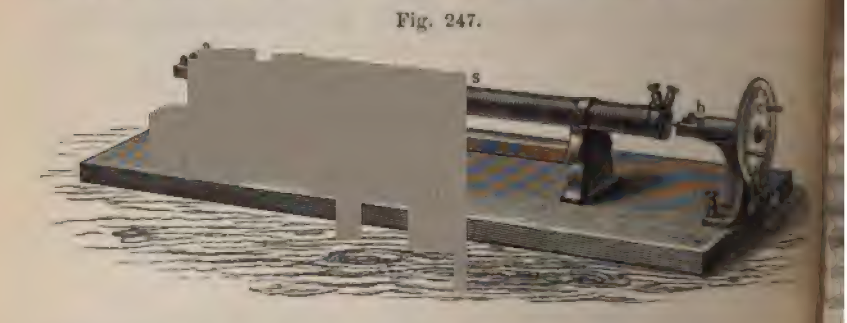
In ganz ähnlicher Weise, nur mit vollkommeneren Hülfsmitteln, hat Wertheim[1]) seine Versuche angestellt. Seine Stäbe waren etwa 1 m lang und hatten kreisförmige, quadratische und rechteckige Querschnitte von über 1 qcm Flächeninhalt.

Auch E. Becquerel (siehe Wertheim l. c.) hat ähnliche Experimente angestellt.

763 Ich selbst habe die Beobachtungen in folgender, mehr directer Weise ausgeführt:

Flache Stahlstäbe von 227 mm Länge, 2 mm Dicke und 7,2 mm Breite wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strome durchflossene Spirale S, Fig. 247, verschieden stark magnetisirt. Sie waren dabei

Fig. 247.



mit dem einen Ende in eine an einem Stativ befestigte Zwinge a von Messing eingeschraubt. Eine zweite Zwinge b von Messing diente zur Befestigung des anderen Endes der Stäbe. Dieselbe setzte sich in einen Cylinder von Messing fort, der in einem, an dem Stativ des Apparates angebrachten Lager lief und darin um seine Axe gedreht werden konnte. Der Cylinder trug ausserdem einen Theilkreis c, welcher durch eine Klemmschraube d festgestellt werden konnte und sich an einem Nonius vorbeibewegte, an welchem die Drillung abgelesen wurde, welche man dem Stahlstabe ertheilt hatte. Der ganze Apparat war so vor einem in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetischen Stahlspiegel auf-

---

[1]) Wertheim, Compt. rend. 35, p. 702, 1852*; Ann. de chim. et de [phys.] [3] 50, p. 385, 1857*; vergl. auch eine Andeutung von Choron, Compt. [rend.] 20, p. 1456, 1845*.

estellt, dass die feste Zwinge ihm zunächst in einer Entfernung von twa einem halben Meter gegenüber stand, und die Axe des Stahlstabes enkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet war. Die durch 'ernrohr und Scala gemessenen Ablenkungen des Spiegels bestimmten as magnetische Moment der Stahlstäbe bei verschiedenen Graden der rehung [1]).

Wir wollen zuerst das Verhalten magnetisirter Stäbe betrachten, 764
leren temporäre Torsion so gering ist, dass sie nach Aufhebung der ordirenden Kräfte nur eine sehr kleine permanente Torsion ehalten.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab zu wiederholten Malen hin und her tordirt, während er sich in der Magnetisirungsspirale befindet, so nimmt sein temporärer Magnetismus zuerst zu. Daher erhielten Wertheim und Matteucci in der die magnetisirende Spirale umgebenden Inductionsspirale bei den ersten Torsionen stärkere Ströme, als bei den folgenden, und zwar von gleicher Richtung, wie der bei der ersten Magnetisirung des Stabes erzeugte Inductionsstrom. Bei wiederholten Hin- und Herdrillungen schloss Matteucci aus der abwechselnden Richtung der Inductionsströme auf eine abwechselnde Zu- und Abnahme des temporären Momentes des Stabes. urch Wertheim's Versuche ist indess gezeigt worden, dass nach iederholten Drillungen die temporär magnetisirten Stäbe einen constanten Zustand erhalten, in welchem sie ohne Torsion stets das gleiche aximum des Magnetismus, bei gleichen Torsionen nach rechts oder ks aber gleich starke Verminderungen dieses Maximums zeigen. — Beim ahl sind diese Aenderungen viel schwächer als beim Eisen. Harte sen- und weiche Stahlstäbe stehen in ihrem Verhalten in der Mitte ischen den weichen Eisen- und harten Stahlstäben.

So fand unter Anderem Wertheim die Inductionsströme bei aufander folgenden Torsionen:

---

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 103, p. 563, 1858*; 106, p. 161, 1859*; handlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft 2, p. 169, 1860*.

Weiches Eisen					Stahl				
Drehungswinkel	Drehung rechts	Detorsion	Drehung links	Detorsion	Drehungswinkel	Drehung rechts	Detorsion	Drehung links	Detorsion
7^0 10	> + 90	+ 90	− 3	+ 90	8^0 30	+ 90	> + 90	+ 80	+ 62
	− 10	+ 80	− 25	+ 72		+ 80	+ 48	+ 40	+ 19
	− 41	+ 65	− 51	+ 59		+ 32	+ 25	+ 16	+ 7
	− 53	+ 54	− 53	+ 55		+ 10	+ 2	+ 12	0
						+ 6	0	+ 2	+ 1
						2	0	0	0

Die Zahlenwerthe geben die Ablenkungen der Nadel des von den Inductionsströmen durchflossenen Galvanometers nach der einen (+) oder anderen (—) Seite.

Aus meinen Versuchen ergiebt sich ferner:

Tordirt man einen Stahlstab, während er dem Einflusse des magnetisirenden Stromes ausgesetzt ist, zum ersten Male immer stärker, so wächst bei schwacher Torsion der temporäre Magnetismus und nimmt bei weiterer Torsion wieder ab.

Sind die Eisendrähte sehr stark gespannt, so ändert sich durch die Torsion ihr Magnetismus viel weniger, als bei schwacher Spannung[1].

765 Das Verhalten eines **permanent magnetisirten Stabes**, welcher nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft tordirt wird, ist von dem der temporär magnetisirten Stäbe verschieden.

So beobachtete Matteucci, dass bei wiederholten Hin- und Herdrillungen das permanente magnetische Moment der Stäbe schnell abnimmt.

Als Wertheim Stäbe von 1 m Länge in seinem Apparate nach Unterbrechung des Stromes in der Magnetisirungsspirale um gleich viel nach rechts und links drillte, erhielt er z. B. Inductionsströme von folgenden Intensitäten:

---

[1]) W. Thomson, Proceed. Roy. Soc. 27, p. 439, 1878*; Beibl. 2, p. [illegible]

[redacted]

Eisen					Stahl			
Drehung rechts		Drehung links		Torsionswinkel	Drehung rechts		Drehung links	
Torsion	Detorsion	Torsion	Detorsion		Torsion	Detorsion	Torsion	Detorsion
> — 90	— 35	— 75	+ 2	8° 30	> — 90	— 80	> — 90	— 44
— 58	+ 14	— 45	+ 18		— 67	— 28	— 39	— 14
— 33	+ 22	— 25	+ 24		— 51	— 20	— 18	— 5
— 26	+ 24	— 25	+ 25		— 14	0	— 15	0
— 59	+ 38	— 50	+ 44		0	0	0	0
— 52	+ 47	— 51	+ 48					

3ei meinen, nach der §. 763 beschriebenen Methode angestellten 766
chen erhielt ich folgende Ablenkungen *m* des magnetisirten Stahl-
ıls, als ein vor demselben aufgestellter, verschieden stark perma-
nagnetisirter, harter Stahlstab um eine bestimmte Anzahl Grade
hselnd nach rechts (+) und links (—) gedrillt wurde:

›rehung	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*
0	42,2	—	56	—	95,2	—	156,8	—
+ 20	39	0,924	51,5	0,919	88,6	0,930	150	0,959
+ 40	36	0,922	48,5	0,941	84,8	0,957	143,2	0,954
+ 60	33,8	0,939	46	0,949	81,2	0,958	138,5	0,967
0	33,2		45,5		80,3		136,5	
— 60	29		41,3		74		126,5	
0	29		42		75		128,5	

ıie Werthe *α* entsprechen dem Quotienten der auf einander folgen-
agnetismen *m*.

Vurde der magnetisirte Stab wiederholt auf + 60° und — 60° ge-
so waren seine Magnetismen hierbei

0	+ 60	0	— 60	0	+ 60	0
128	123,6	123,8	120,2	122	120,5	121

Bei anderen Versuchen erhielt ein Stahlstab durch Einschieben in die Magnetisirungsspirale den permanenten Magnetismus 496,4. Derselbe verminderte sich durch eine Anzahl von Hin- und Herdrillungen um 30° nach rechts und links wie folgt:

Zahl der Drillungen	0	10	20	30	40	50	60	80	100	120
Magnetismus	496,4	68,2	60,2	59	57,7	57,5	56,8	55,9	54,9	54,[illegible]

Der Magnetismus des Stabes ändert sich also bei den weiteren Drillungen nur noch sehr wenig. Wurde jetzt der Stab je um 30° nach rechts und links gedreht, so ergab sich sein Magnetismus in diesen beiden Lagen (r, l) und der Gleichgewichtslage (0), welche er ohne tordirende Kraft annahm:

Drillung	*r*	0	*l*	0	*r*	0	*l*	0	*r*	0
Magnetismus	59,4	57,1	53	54,4	59,4	57,2	53	54,5	59.4	57,1

767 Aus diesen und anderen von mir ausgeführten Versuchen ergiebt sich:

I. Die permanenten Magnetismen der Stahlstäbe nehmen bei der Torsion ab, und zwar in einem mit wachsender Drehung abnehmenden Verhältniss. Die Abnahmen des Magnetismus sind bei gleicher Drillung den ursprünglichen Magnetismen der Stahlstäbe nahe proportional, indess bei den stärker magnetisirten Stäben etwas geringer, als dieses Gesetz verlangt. Wird ein gedrillter Stab wieder in seine Gleichgewichtslage zurückgeführt, so erleidet er noch einen ferneren kleinen Verlust an Magnetismus.

Eine wiederholte Drillung nach d e r s e l b e n Seite vermindert den Magnetismus des Stahlstabes noch ganz allmählich. Wird der Stab indess nach der e n t g e g e n g e s e t z t e n Seite gedrillt, so tritt von Neuem eine starke Verminderung des Magnetismus ein, die indess nicht in gleichem Verhältniss mit der wachsenden Drillung fortschreitet.

II. Wird ein magnetisirter Stahlstab so oft hin und her tordirt, dass sich sein permanenter Magnetismus nicht mehr verändert, wenn der Stab jedesmal in seine Gleichgewichtslage zurückgekehrt ist, so bewirkt jede Torsion nach der einen Seite eine Zunahme, jede Torsion nach der anderen Seite eine Abnahme des Magnetismus. Der Magnetismus des Stabes, wenn er nicht tordirt ist, steht in der Mitte der Magnetismen bei den beiderseitigen Torsionen: er ist indess grösser als das Mittel jener beiden Werthe, wenn der Stab von der Torsion, wo er das Maximum des Magnetismus zeigt, zur Ruhelage zurückkehrt, kleiner als das Mittel bei der Rückkehr von der entgegengesetzten Drillung. Statt der wiederholten Torsionen kann man auch Erschütterungen verwenden, um den Stab diesem constanten Zustande zuzuführen. Dieselben müssen indess äusserst kräftig und lange anhaltend ge

aben, damit der Magnetismus des Stabes nicht noch dauernd bei jeder 'orsion nach beiden Seiten hin vermindert wird [1]).

Bei einem Eisenstab stellt sich das Verhältniss ein wenig anders. Bei diesem sind die Aenderungen des Magnetismus, wenn er nach wiederolten, abwechselnd gerichteten Torsionen aus der Gleichgewichtslage riederum nach der einen oder anderen Seite um gleichviel gedrillt und lann in die Gleichgewichtslage zurückgeführt wird, nahezu gleich, wie lie Gleichheit der Inductionsströme dabei anzeigt.

Sehr eigenthümlich ist das Verhalten von Stahlstäben, welche 768
zuerst eine starke Magnetisirung erhalten haben und dann durch einen entgegengesetzt magnetisirenden Strom zum Theil entmagnetisirt worden sind. Einige der in dieser Beziehung von mir erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle verzeichnet, in welcher unter M der ursprüngliche Magnetismus, unter m der Magnetismus der Stahlstäbe nach der theilweisen Entmagnetisirung, unter 10°, 20° u. s. f. die Magnetismen bei den entsprechenden Drillungen des Stabes angegeben sind.

Ungehärteter Stahlstab.

M	m	10°	20°	30°	40°	50°	60°
205	**174**	154	137	126	118	111	109
209	91	**92,5**	89,7	84,3	80,2	78	76
185	71,1	**73,6**	72,5	69,5	66,3	64,6	63,5
190	51,5	57	**59,5**	58	57,5	57,0	56,5
180	37,5	41,8	45,6	46,8	**47**	46,8	46,5
185	29	34,5	39,5	42	42,6	43,5	43,5
180	5	14,5	20,8	23,2	25,6	28,2	29
180,5	1	1,8	14	18	21,6	22,3	—

III. Hiernach verliert ein Magnetstab, welchem ein geringer Theil ines Magnetismus durch eine der ersten entgegengesetzte Magnetisirung ntzogen worden ist, bei kleiner Drehung viel weniger Magnetismus, ls ein gewöhnlich magnetisirter Stahlstab. Ein Stahlstab, dem eine rössere Menge von Magnetismus entzogen ist, zeigt bei der Drillung erst einen stärkeren Magnetismus, als ungedrillt. Dieser Magne-

[1]) Dass Wertheim nach wiederholten Torsionen und Detorsionen eines tahlstabes nach beiden Seiten keine Inductionsströme, also keine Aenderung ines Magnetismus beobachtete, liegt in der geringeren Empfindlichkeit seiner pparate.

tismus wächst bei weiterer Drillung bis zu einem Maximum und ni dann wieder ab. Je grösser die Menge des dem Magnetstab entzog Magnetismus ist, desto grösser muss die Drillung sein, bis das Maxi erreicht ist. Ist der Stab z. B. völlig entmagnetisirt, so nimmt e der Drillung wieder Magnetismus an, und dieser wächst mit zuneh der Drillung, indess in einem abnehmenden Verhältnisse.

769 Viel complicirter stellen sich die Erscheinungen, wenn man ei Eisen- oder Stahlstab vor oder während der Magnetisirung bedeutendere permanente Torsion giebt und ihn dann entw während der Einwirkung oder nach Aufhebung des magnetisire Stromes tordirt. Diese Verhältnisse hat Wertheim (l. c.) beso studirt.

Wir betrachten sie zuerst bei temporär magnetisirten St Giebt man einem Eisenstabe eine permanente Torsion vor der Sch sung des magnetisirenden Stromes, magnetisirt ihn sodann tempo indem man die Anordnung der Theilchen durch Erschütterunger leichtert, und detordirt ihn, so nimmt der Magnetismus zu, bis er v detordirt ist. Das Maximum der temporären Magnetisirung fällt mit der mechanischen Nulllage des Stabes zusammen. Giebt man dem Eisenstab eine permanente Torsion, während der magnetisir Strom auf ihn wirkt, und lässt den Stab sich detordiren, so zeigt er Maximum des Magnetismus, während er noch nicht völlig bis zu s mechanischen Gleichgewichtslage detordirt ist. Bei der Detorsion b dieser letzteren nimmt sein Magnetismus wieder ab. Beim wei Eisen bedarf es hierbei einer sehr bedeutenden Torsion, um das ma tische Maximum aus der mechanischen Gleichgewichtslage zu verschi bei harten Eisenstäben einer viel geringeren.

Wertheim bezeichnet diese Erscheinung mit dem Namen Rotation des magnetischen Maximums. Er hat dasselbe n bestimmt, indem er den temporär tordirten und magnetisirten mehr oder weniger detordirte und dabei beobachtete, bis zu wel Detorsion der in der umgebenden Inductionsspirale erscheinende S in einem bestimmten Sinne floss und ob er sich bei weiterer Detor umkehrte. Würden die durch gleiche Drillungen auf beiden Seiten Maximums bewirkten Zunahmen oder Abnahmen des magneti Momentes des Stabes gleich sein, so würde das Maximum bei der B der Detorsion erreicht sein, bei welcher sich gerade kein Inductions zeigt. Indess ist diese Annahme nicht ganz richtig, da bei der Deto bis zum magnetischen Maximum verhältnissmässig schwächere Induct ströme entstehen, als bei gleich grossen Drillungen über dasselbe hi

770 Das Verhalten der permanent magnetisirten Stäbe ist ein liches. Oeffnet man den Strom, durch welchen man einen stark tord Stab magnetisirt hat, ehe man den Stab detordirt, so zeigt sich

Maximum des permanenten Magnetismus erst bei einer bestimmten Detorsion.

Dieselbe muss um so kleiner sein, um das Maximum zu erreichen, je weicher das angewandte Eisen ist.

Die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus verhält sich beim weichen Eisen und Stahl gerade entgegengesetzt, wie die des Maximums des temporären Magnetismus. Während die Verschiebung des Maximums des temporären Magnetismus aus der mechanischen Gleichgewichtslage der Stäbe, welche sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte annehmen, beim weichen Eisen viel kleiner ist, als beim harten Eisen und Stahl, ist die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus aus jener Gleichgewichtslage beim Stahl viel kleiner als beim Eisen.

Matteucci[1] hat die durch die Torsion in magnetisirten Stäben erzeugten Aenderungen ihres Magnetismus noch auf eine andere Art untersucht. Die Stäbe waren, wie bei den §. 762 beschriebenen Versuchen, in ostwestlicher Richtung zwischen einer festen und einer drehbaren Klemme eingespannt. Ihre Enden waren mit den Enden des Drahtes eines Galvanometers verbunden. Um die Stäbe war eine Magnetisirungsspirale gelegt. Die Intensität des Stromes in derselben wurde durch eine Sinusbussole gemessen. 771

Wird der Stab während der Wirkung des magnetisirenden Stromes geschlagen und dann tordirt, so entsteht ein Strom in dem Stabe selbst. Wird der Stab schraubenrechts gedreht, so fliesst der Strom im Stabe von dem Südpol zum Nordpol. Bei entgegengesetzter Torsion fliesst der Strom in entgegengesetzter Richtung. Bei der Detorsion bilden sich Ströme, welche den bei den Torsionen erhaltenen entgegengerichtet sind. Erst nach drei bis vier Hin- und Herdrillungen werden die Ströme constant.

Tordirt man den Stab zuerst, magnetisirt ihn sodann und detordirt ihn nachher, so erhält man die gleichen Resultate.

Werden harte Stahlstäbe tordirt und detordirt, nachdem der magnetisirende Strom aufgehoben ist, so erhält man Ströme, welche den bei der Torsion temporär magnetisirter Stäbe erhaltenen entgegengesetzt gerichtet sind, nachdem durch die ersten Torsionen der Magnetismus der Stäbe zum Theil verschwunden ist.

Die Intensitäten der Inductionsströme, welche bei den ersten Torsionen von Stäben von 60 bis 80 cm Länge und 4 bis 9 mm Durchmesser innerhalb der ersten 20° entstehen, sollen den Torsionswinkeln proportional sein.

Hat man einen Stab so weit (um T^0) temporär tordirt, dass er beim Aufheben der tordirenden Kraft eine permanente Torsion von t Grad behält,

[1] Matteucci, Ann. de chim. et de phys. [3] 53, p. 385, 1858*.

so soll der Inductionsstrom, welcher die völlige Detorsion des Stabes begleitet, ebenso stark sein, wie der bei der temporären Torsion $T - t$ erhaltene.

Ein Stab, sei er tordirt oder nicht, giebt bei der Magnetisirung keinen Inductionsstrom. Wird aber der Stab erst magnetisirt, dann tordirt, wird dann der magnetisirende Strom aufgehoben und der Stab detordirt, so erhält man bei neuer Magnetisirung einen Inductionsstrom in demselben. Wird der Stab vor dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes detordirt, so ist der nach der Unterbrechung desselben bei neuer Magnetisirung erhaltene Strom viel schwächer. Diese Inductionsströme entstehen nur bei der ersten Torsion.

Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes nehmen die durch wiederholte Torsionen des Stabes erzeugten Inductionsströme sehr schnell an Intensität ab.

Werden die Stäbe vor dem Magnetisiren tordirt, darauf magnetisirt und wiederum tordirt, so ändert sich nichts an der Erscheinung.

772 Ausser diesem Einflusse der Torsion auf Stäbe, deren magnetische Axe mit ihrer Längsrichtung zusammenfällt, kann man auch einen solchen nachweisen an **Eisenstäben, durch welche man einen Strom in der Richtung ihrer Axe leitet oder geleitet hat.** Dies habe ich durch folgende Versuche gezeigt[1]):

Eisendrähte von etwa 0,5 m Länge und 2 mm Dicke wurden zwischen den Klemmen des §. 763 beschriebenen Torsionsapparates eingeklemmt, sodann wurde ein galvanischer Strom hindurchgeleitet. Die Drähte waren in dem Apparate in horizontaler Lage in der Ostwestrichtung dem magnetisirten Stahlspiegel eines Spiegelgalvanometers gegenüber aufgestellt und die Stromesleitung so hergestellt, dass der Spiegel ohne Weiteres keine Ablenkung aus seiner Lage erfuhr. Nun wurde der Draht tordirt entweder während des Hindurchleitens oder nach dem Oeffnen des Stromes. Dabei ergab sich:

Tordirt man einen Eisendraht während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

Wird der Draht schraubenrechts tordirt, so entsteht an der Eintrittsstelle des hindurchgeleiteten Stromes ein Südpol, im umgekehrten Falle ein Nordpol. Wird der Draht tordirt, **während** der Strom hindurchfliesst, so wechselt die Polarität bei jeder Hin- und Herdrehung; wird er **nach** der Oeffnung des hindurchgeleiteten Stromes hin und her tordirt, so nimmt die bei der ersten Torsion entstandene Magnetisirung sehr schnell ab.

Dieser Versuch lässt sich sehr deutlich schon unter Anwendung einer gewöhnlichen, auf einem Achathütchen schwebenden Magnetnadel, wo

[1]) G. Wiedemann, Monatsber. der Berl. Akad. 29. November 1860.

urch seitliche Anschläge an zu grossen Bewegungen gehindert ist, eigen, wenn man einen Eisendraht von 1 mm Dicke und 30 bis 40 cm änge in verticaler oder auch horizontaler Lage zwischen den Klemmen es Torsionsapparates (§. 763) einspannt, die Magnetnadel vor das eine oder ndere Ende desselben stellt, einen Strom durch den Draht leitet und ihn un hin und her drillt. Je nach der Richtung der Torsion und Stromesichtung im Drahte neigt sich der eine oder andere Pol der Nadel zu dem enachbarten Ende des Eisendrahtes hin.

Dieses Auftreten der Magnetisirung beim Tordiren von Eisendrähten, 773
durch welche ein Strom geleitet wird oder geleitet worden ist, kann, wie ich gezeigt habe, auch zur Entstehung von Inductionsströmen Veranlassung geben[1]).

In dem §. 763 beschriebenen Torsionsapparate war ein wohl ausgeglühter Eisendraht von 1,3 mm Durchmesser und 400 mm Länge ausgespannt und mit einer Spirale von Kupferdraht umgeben, deren Enden mit dem etwa 3 m von dem Torsionsapparate entfernten Multiplicator eines Spiegelgalvanometers verbunden waren. Ein Strom von einem Bunsen'schen Elemente wurde durch den Eisendraht geleitet und derselbe durch Drehen der drehbaren Klemme tordirt. Die Ablenkung des Spiegels des Galvanometers zeigte dabei die Bildung eines Inductionsstromes an. Nach dem Auftreten desselben stellte sich der Spiegel in seine frühere Ruhelage ein, zum Beweise, dass seine Ablenkung nicht durch die Magnetisirung des tordirten Eisendrahtes direct hervorgerufen sein konnte.

Durchfliesst der Strom den Eisendraht in der Richtung von der drehbaren zur festen Klemme, so hat der bei der Torsion desselben erzeugte Inductionsstrom in den Windungen der Spirale die gleiche Richtung, wie die ist, in welcher die Drehung der drehbaren Klemme, also die Torsion des Drahtes erfolgt ist, gleichviel ob sie in dem einen oder anderen Sinne stattgefunden hat. Beim Detordiren des Drahtes zeigt sich ein entgegengesetzt gerichteter Inductionsstrom. Wird die Richtung des durch den Draht hindurchgeleiteten Stromes umgekehrt, so wechselt damit auch die Richtung der durch seine Torsion und Detorsion erzeugten Inductionsströme.

Auch wenn nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes der Draht tordirt und detordirt wird, treten in der umgebenden Spirale Inductionsströme auf, welche die gleiche Richtung haben, wie die Inductionsströme beim Tordiren des Drahtes während des Hindurchleitens des Stromes.

Ferner wurde ein ausgeglühter Eisendraht, wie vorhin, in den Tor- 774
apparat eingeschraubt und ein galvanischer Strom hindurchgeleitet.

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 129, p. 616, 1867*.

Nach dem Oeffnen des letzteren wurde die feste und die drehbare Klem mit dem Multiplicator des Spiegelgalvanometers verbunden. Wu jetzt der Draht in dem einen oder anderen Sinne tordirt, so zeigte Ablenkung des Magnetspiegels wiederum das Auftreten von Inductio strömen an. Die Richtung dieser Ströme ist die gleiche, wie die Ri tung des vorher durch den Draht hindurchgeleiteten Stromes, mag die Torsion in dem einen oder anderen Sinne erfolgen. Wurde sod der Draht detordirt, so zeigte sich ein neuer Inductionsstrom von e gegengesetzter Richtung [1]).

775 Ganz analoge Versuche, nur in complicirterer Weise, hat spä Hughes [2]) angestellt, indem er die Drähte, wie in dem Apparate §. 769, der Axe einer Magnetisirungsspirale befestigte, welche sich gegen den Eis draht um einen beliebigen Winkel drehen und hin und her schieben li Die Ströme in der Magnetisirungsspirale konnten durch ein Uhrwerk unt brochen werden. Um die dabei event. im Eisendrahte inducirten Strö zu messen, wurde die Magnetisirungsspirale mit der einen festen Spir eines „Sonometers" (einer Inductionswage Thl. I, §. 447) verbunden, inn halb deren sich eine zweite um den gemeinsamen Durchmesser bei Spiralen drehen liess, welche mit einem Telephon und dem Eisendra zusammen einen Schliessungskreis bildete. Sind die Spiralen so gest dass das Telephon keinen Ton giebt, so entsteht ein solcher sofort b Tordiren des Eisendrahtes. Durch Drehen der einen Spirale des So meters kann er fast auf Null abgeschwächt werden. Auch kann du den Draht der unterbrochene Strom geleitet und die Magnetisirungsspir mit dem Telephon verbunden werden.

Die Resultate stimmen mit den von mir erhaltenen im Wesentlic überein. Die Wirkungen sind der Reihe nach schwächer bei weich hartem Eisen, weichem, hartem Stahl.

Wird ein Draht tordirt, dann ein Strom hindurchgeleitet und d Draht auf die Torsion Null gebracht, wieder ein Strom hindurchgel und der Draht nach der einen oder anderen Seite tordirt, so sind die I ductionswirkungen verschieden, da, wie schon meine Versuche gez haben, die Molecüle nicht mehr in der normalen Gleichgewichtslage s

Der durch einen hindurchgeleiteten Strom erzeugte Transver magnetismus eines Drahtes ist dabei durch abwechselnd gerichtete T sionen schwerer zu vernichten, als eine longitudinale, permanente M netisirung, jedenfalls, indem die Molecüle durch ihre Wechselwirk im ersten Falle stärker in ihren magnetischen Lagen festgehal werden.

---

[1]) Ueber ähnliche Versuche, deren Resultate sich den beim Tordire magnetisirten Drähten von mir beobachteten anschliessen, vgl. auch Villari, §. 760*. — [2]) Hughes, Proc. Roy. Soc. **31**, p. 525*, **32**, p. 25, 213, 1881*, B 5, p. 538, 686*.

Da man bei diesen Versuchen auch schon vor dem Tordiren durch 776
infaches Schlagen einen Inductionsstrom erhalten kann, indem die Erschütterung die Molecüle veranlasst, stärker dem Zuge der jedesmal wir-
:enden Kräfte zu folgen, so addirt sich diese Erschütterungswirkung bei
.en ersten Torsionen zu der eigentlichen Wirkung der Torsion auf die
)rehung der Molecüle und die durch sie erzeugten Inductionsströme.

Die Erklärungen, welche ich von den in diesem Abschnitte behandel-
.en Erscheinungen gegeben habe, s. im dritten Abschnitte dieses Capitels.

2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion.

Wie die Torsion den Magnetismus eines Eisenstabes ändern kann, 777
so ändert sich auch durch die Magnetisirung die Torsion eines gedrillten Eisenstabes. Die Versuche über diesen Gegenstand sind von mir in folgender Weise angestellt worden [1]):

Eine Kupferdrahtspirale von 130 Windungen von 13,5 mm Weite und 560 mm Länge wurde vertical befestigt, und in ihrer Axe ein ausgeglühter Eisendraht von 0,8 mm Dicke und 580 mm Länge an einer Messingklemme aufgehängt. Dieser Draht wurde unten in eine zweite messingene Klemme eingeschraubt, die unterhalb in ein cylindrisches, 10 mm dickes Stück endete, auf welches eine Messingröhre aufgeschoben werden konnte, die daselbst vermittelst eines hindurchgesteckten Drahtstiftes festgehalten wurde.

Die Messingröhre trug unterhalb ein cylindrisches Messinggefäss von 5 mm Höhe und 55 mm Durchmesser, welches mit Bleigewichten gefüllt urde. Auf dem Deckel dieses Gefässes war ein der Röhre concentrischer, etheilter Kreis befestigt, an dem ein seitlich angebrachter, feststehender eiger die Drehung des Gefässes aus der Gleichgewichtslage angab. Ausserdem war auf die das Gefäss tragende Röhre eine messingene Hülse aufgeschoben, an welcher ein Spiegel befestigt war, in dem man ermittelst eines Fernrohres eine, etwa 1 m weit vom Spiegel entfernte, in Millimeter getheilte Scala beobachten konnte. An dieser wurden die kleineren Drehungen des Messinggefässes abgelesen.

Durch die Drahtspirale, welche den aufgehängten Eisendraht umgab, wurde ein Strom einer galvanischen Säule von 1 bis 6 Daniell'schen der Grove'schen Elementen geleitet, und zugleich zur Messung der Intensität des Stromes eine Tangentenbussole in den Schliessungskreis eingeschaltet. Zuerst wurde das am Drahte hängende Messinggefäss mit Bleigewichten beschwert, so dass die ganze Last 1103 g betrug. War der Draht ungedrillt, so bewirkte der Strom der Säule nur eine 1 bis 3 Theilstriche betragende Verschiebung der Scala im Spiegel. Bei Draht-

---

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 103, p. 571, 1858*, 106, p. 161, 1859*; Basler Verhandl. 2, p. 169, 1860*.

stücken aus demselben Drahtende war diese Drehung stets nach de
Seite gerichtet, mochte der galvanische Strom den Draht in de
oder anderen Richtung umkreisen.

Nun wurde der Eisendraht gedrillt und die permanente Torsi
er nach völliger Beendigung seiner Torsionsschwingungen eine Ru
angenommen hatte, an dem Kreise auf dem am Drahte hängenden M
gefäss abgelesen. Die Scala wurde in dem ebendaselbst befe
Spiegel beobachtet und der Strom wiederum geschlossen. Die
kung zeigt, dass der Draht sich durch Einwirkung des ihn mag
renden Stromes zum Theile detordirt hat.

Die Richtung des Stromes ist hierbei gleichgültig.

Wird der Strom geöffnet, so dreht sich der Spiegel ein wenig
um 1 bis $1^1/_2$ Theilstriche der Scala) wieder gegen seine früher
hin, der Draht dreht sich also wieder zusammen. Ein neues Sch
des Stromes dreht ihn wieder in die frühere Stellung auf, un
Oeffnen dieses Stromes geht er in die Lage zurück, welche er v
Schliessung hatte. Wenn man zur richtigen Zeit den Strom öff
schliesst, kann man auf diese Weise den Draht in lebhafte To
schwingungen versetzen, oder ihn auch aus denselben allmählich zu
bringen.

Verschiebung des Drahtes aus der Axe der Spirale an die Seit
selben verändert die Erscheinung nicht.

Der stärkere oder schwächere Zug des Erdmagnetismus auf de
netisirten Draht kann keinen Einfluss haben, da bei jeder Richtu
Stromes, mag am unteren Ende des Drahtes ein Nordpol oder ein S
erzeugt werden, die Wirkung dieselbe ist.

Auch wird durch die Anziehung der Spirale gegen die unt
liegenden Theile des Drahtes der Zug des ihn spannenden Gewichte
so sehr vermindert, dass dadurch die Aufdrehung des Drahtes e
Wurde unten an das die Bleigewichte tragende Messinggefäss an
Seidenfaden eine Wagschale angehängt, dieselbe mit einem Ge
von 50 g belastet, der Draht gedrillt, während die Schale mit de
wichte (zusammen 65 g wiegend) daran hing, und dann durch Abb
des Seidenfadens letztere plötzlich entfernt, so änderte sich die St
des am Drahte hängenden Spiegels durchaus nicht; ebenso wenig, v
Draht gedrillt wurde und erst nach der Drillung die an ihm hän
Gewichte um 65 g vermehrt wurden. Andere Versuche bewiesen, d
elektrodynamische Anziehung der Spirale dem Zuge der Schwerkr
den weniger als 5 g wiegenden Draht allein schon das Gleichg
nicht halten konnte.

Die beschriebenen Erscheinungen zeigen sich auch an Eisend
von 0,2 bis 4,5 mm Durchmesser.

Messingdrähte von resp. 0,4 und 1,5 mm Durchmesser, mö
gedrillt sein oder nicht, werden durch die Einwirkung des Strome
verändert.

I. Die gedrillten Eisendrähte detordiren sich also bei der agnetisirung.

Völlig ungedrillte Eisendrähte werden nicht durch den Strom verdert; die schwachen Wirkungen, welche bei ihnen beobachtet werden, nd von der Stromesrichtung unabhängig, und einer kleinen, bei allen rähten vorhandenen Torsion zuzuschreiben.

Um über die Gesetzmässigkeit dieser Erscheinung Aufschluss zu er- 778
lten, wurden Drähte verschieden stark gedrillt, und verschiedene Ströme m sie herumgeleitet. Die folgende Tabelle enthält einige der hierbei thaltenen Resultate. In derselben giebt D den am Kreise abgelesenen Winkel an, um welchen der Draht gedrillt ist, I die Intensität des herumleiteten Stromes, E die Anzahl der Theilstriche, um welche sich die tellung der im Spiegel beobachteten Scala durch die jedesmalige Magtisirung des Drahtes geändert hat.

Eisendraht 1,2 mm dick.

$D = 23^0$		$D = 43^0$		$D = 125^0$		$D = 218^0$	
I	E	I	E	I	E	I	E
4,4	4,9	5,8	5,2	5,8	4,7	5,8	4,6
15,1	10,8	16,3	11,1	16,3	10	15,3	9,4
34	12,8	34,4	13,3	34,4	12	34,8	12,1
57,7	13,5	57,2	14,3	53,2	13,1	53,2	12,6

II. Nach diesen und anderen Versuchen nimmt die Entdrillung der ähte mit dem Wachsen der Intensität der magnetisirenden Ströme in nehmendem Verhältnisse zu und erreicht bald ein Maximum. Sie ist i geringen Drillungen und bei gleichen Intensitäten der Ströme nahezu eselbe bei verschieden dicken Drähten. Bei stärkeren Drillungen nimmt indess, namentlich bei dünneren Drähten, allmählich ab. Der Grund avon ist wahrscheinlich, dass bei stärkerer Drillung die Härte der ähte sich allmählich vermehrt. Deshalb ist auch bei Stahldrähten die orsion durch die Magnetisirung kleiner als bei Eisendrähten.

Viel dünnere Drähte, als die angewandten, sind für messende Verche nicht gut geeignet, da sie sehr langsam aus ihren Torsionsschwinngen zur Ruhe kommen. Sehr viel dickere Drähte liessen sich in dem gewandten Apparate nicht leicht genügend stark drillen.

Es wurde ferner ein 1,2 mm dicker Eisendraht mit verschiedenen wichten belastet und zwar in der unten angegebenen Reihenfolge. desmal wurde er sodann um einige Grade gedrillt, und die Entdrillung E

durch Ströme von zwei verschiedenen Intensitäten I beobachtet. Dabei ergab sich:

Belastende Gew.		851	549,3	1102,9	110,9 g
$I = 8,7$	$E =$	5,6	5,8	5,7	5,4
$I_1 = 34,5$	$E =$	9,8	10	10,2	10

III. Die Detorsion ist also von dem den Draht spannenden Gewichte unabhängig.

779 Bei anderen Versuchen wurde ein 0,8 mm dicker, wohl ausgeglühter Eisendraht gedrillt und durch einen starken Strom entdrillt; der Spiegel, welcher zuerst im Fernrohre den Theilstrich 0 der Scala zeigte, war dadurch auf 14,2 gegangen. Beim Oeffnen des Stromes ging der Spiegel auf 13,8, derselbe Strom brachte ihn wieder auf 14,2; wurde aber der entgegengesetzte Strom angewandt, so ging er auf 11,7 und nun durch den ersten Strom zurück auf 14,2.

Noch eigenthümlicher wird das Verhalten, wenn man nach einander schwache entgegengesetzte Ströme auf einen gedrillten Eisendraht wirken lässt, wie dies z. B. die folgende Tabelle ergiebt.

1. Draht I 0,8 mm dick, gedrillt auf 303°.

Intensität	+ 7	0	+ 7	0	− 7	0	+ 7	0	− 7	0
Entdrehung	6,4	4,7	6,4	4,7	13,8	12,1	10,6	10,4	13,5	12,6

2. Draht II 0,8 mm dick, gedrillt auf 530°.

Intensität	− 7,8	0	+ 7,8	0	− 7,8	0	+ 7,8	− 7,8
Entdrehung	5,5	5,2	14	13,7	10,3	9,8	13,5	10,3

IV. Lässt man also auf einen gedrillten Draht einen schwachen Strom wirken, welcher ihn theilweise aufdreht, so wird bei wiederholter Einwirkung desselben Stromes die Detorsion nicht vermehrt. Ein Strom von der gleichen Intensität, aber von entgegengesetzter Richtung detordirt den Draht weiter. Ist durch den zuletzt angewandten Strom der Draht so weit entdrillt, wie dies durch Magnetisirung geschehen kann, so bewirkt jetzt ein diesem entgegengesetzter Strom wieder eine Zurückdrehung, ein darauf folgender gleich gerichteter eine Aufdrehung.

780 Ferner wurde untersucht, welchen Einfluss die Magnetisirung auf Eisendrähte ausübt, die zuerst eine permanente Torsion erhalten haben, denen sodann durch eine entgegengesetzte Drillung ein Theil ihrer Torsion wieder genommen worden ist. Zu diesem Zwecke wurde ein ausgeglühter Eisendraht von 1,4 mm Durchmesser und 517 mm Länge zwischen die Klemmen a und b des Apparates, Fig. 248, geschraubt und in der Lage mit einer Glasröhre z umgeben, auf welche eine Spirale von Kupferdraht gewickelt war. Durch diese Spirale konnte ein galvanischer Strom geleitet werden, dessen Intensität I an einer Tangentenbussole abgel

s. An der unteren Klemme war ein kleiner Glasspiegel *d* befestigt, den man die Drillung des Drahtes beobachten konnte. Ausserdem dieselbe eine horizontale Kreisscheibe *c*, welche an dem Bügel *i* und daran befestigten, etwa 80 cm langen Messingstabe *g* das den Draht ende Gewicht *G* (6 kg) trug. Eine unterhalb der Axe der Kreisbe angebrachte feine Stahlspitze *h* lief in einem durch eine Schraube und niederzustellenden Achathütchen. Um die Peripherie der Scheibe

Fig. 248.



ine Schnur *no* geschlungen, deren eines oder anderes Ende *q* oder r das verticale Rad *p* geführt war. An dasselbe konnte ein kleiner, Rolle *r* tragender Rahmen gehängt werden, der unterhalb mit einer chale und Gewichten belastet wurde, welche den Draht tordirten. erticalen Drähte *w* und der an der Wagschale befestigte horizontale *v* dienten dazu, Drehungen der Rolle *r* zu vermeiden; die Schnur *A*, e bei *t* befestigt war und um die die Wagschale *s* tragende Rolle *r* konnte durch den Knopf *u* ganz langsam gesenkt und gehoben n, so dass die Last *s* ohne Stoss auf den Draht *z* einwirken konnte. Der Draht wurde vor jedem Versuche durch eine an das Ende *q* chnur *no* gehängte Last von 70 g tordirt. Nach Aufhebung dieser behielt er eine permanente Torsion von etwa 3°. Sodann wurde

statt des Endes q das Ende y der Schnur über das Rad p gelegt, Rolle r mit der Wagschale an dieses Ende gehängt und der Draht d[illegible] die auf die Schale s gelegte Last L detordirt. In der folgenden Ta[illegible] ist die hierbei beobachtete Abnahme der permanenten Torsion mit A [illegible] zeichnet und in Minuten angegeben.

Bei der Einwirkung der galvanischen Ströme von der Intensi[illegible] änderte sich die Torsion des Drahtes um die Minutenzahl m, welch[illegible] dem Zeichen + oder — bezeichnet ist, je nachdem sich die Torsion [illegible] mehrte oder verminderte.

$L = 0$ g $A = 0$ Min.		$L = 15$ g $A = 16,7$ Min.		$L = 25$ g $A = 26,8$ Min.		$L = 26$ g $A = 27,6$ Min.		$L = 4$[illegible] $A = 45,2$ M[illegible]	
I	m	I	m	I	m	I	m	I	[illegible]
32	— 14,7	137	— 6,2	25	+ 0,9	18	+ 0,9	17,5	+ [illegible]
145	— 16,3	— 137	— 8,6	29,5	+ 1,8	22	+ 1,5	25	+ [illegible]
— 145	— 14,8	+ 137	— 8,5	40,5	+ 1,5	33	+ 1,8	42,5	+ [illegible]
+ 145	— 16,3	— 137	— 8,6	55,4	+ 1,1	65	+ 1,5	62,5	+ [illegible]
				72,6	+ 0,9	148	+ 1,1	143	+ [illegible]
				90	+ 0,7	— 148	+ 0,2	—143	+ [illegible]
				148	+ 0,4	+ 148	+ 0,2	+143	+ [illegible]
				—148	— 0,8	0	+ 0,2	—143	+ [illegible]
				+148	— 0,4			0	[illegible]
				—148	— 0,8				

Aus diesen Versuchen folgt:

V. Magnetisirt man einen Eisendraht, welcher eine bestimmte pe[illegible] nente Torsion erhalten hat, so **vermindert** sich hierdurch seine To[illegible] Hat man einem tordirten Eisendrahte durch entgegengesetzte Dri[illegible] einen kleinen Theil seiner Torsion genommen, so bewirkt die Magn[illegible] rung eine schwächere Verminderung der Torsion des Drahtes als v[illegible] Ist die durch die entgegengesetzte Drillung erzeugte Detorsion des Dr[illegible] grösser gewesen, so bewirken schwache Magnetisirungen zuerst eine [illegible] **mehrung** der Torsion bis zu einem Maximum. Stärkere Magneti[illegible] gen vermindern dieselbe wieder. Je stärker die Detorsion war, [illegible] grösser muss auch die Magnetisirung des Drahtes sein, um jenes [illegible] mum zu erreichen. War die Detorsion sehr gross, so wächst die T[illegible] des Drahtes durch die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung de[illegible] gen magnetisirenden Kräfte, welche das Maximum der durch die M[illegible] tisirung überhaupt erreichbaren Aenderung der Torsion des Draht[illegible] wirken.

Bei einer ferneren Versuchsreihe wurden die Eisendrähte durch 781
Herumleiten galvanischer Ströme magnetisirt, während das tordirende Gewicht auf sie wirkte. Es ergab sich:

VI. Wird ein Eisendraht durch Gewichte tordirt und magnetisirt, während die tordirende Kraft auf ihn wirkt, so tordirt er sich bei schwacher Magnetisirung stärker und behält nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes die neu erlangte Torsion bei. Bei stärkerer Magnetisirung detordirt sich indess der Draht und kehrt nach Aufheben der Magnetisirung in seine frühere Gleichgewichtslage zurück. Bei öfterer Wiederholung dieses Versuches ist noch wiederholt eine langsame Zunahme der Torsion des Drahtes bemerkbar. Ist indess der Draht vor der Magnetisirung erschüttert worden, so bewirken jetzt die Magnetisirungen sogleich eine Zurückdrehung des Drahtes, welcher nach Aufhebung derselben in seine vorige Lage zurückgeht.

Diese Versuche geben zugleich ein Maass für die Kraft, mit welcher der Draht durch die Magnetisirung detordirt wird, da durch dieselbe z. B. noch ein Gewicht von 110 g, welches an dem Rande der Kreisscheibe des Torsionsapparates wirkt, gehoben wird. Da die Dicke des Eisendrahtes 1,4 mm, der Durchmesser der Kreisscheibe 140 mm betrug, so würde also die entdrehende Kraft der Magnetisirung noch einem an der Pheripherie des Drahtes wirkenden Gewichte von 11000 g das Gleichgewicht halten.

An diese Resultate schliessen sich einige andere von mir gefundene 782
an, welche mit denselben in innigem Zusammenhange stehen.

Leitet man einen galvanischen Strom durch einen Magnet in der Richtung seiner Axe, so tordirt er sich.

Die Versuche wurden an Eisen und Stahldrähten von 1 bis 2,5 mm Dicke angestellt, welche mit ihrem oberen Ende vermittelst einer Klemme vertical in der Axe einer Spirale von übersponnenem Kupferdrahte (§. 777) aufgehängt und unten mit Gewichten belastet waren. An diesen Gewichten war eine verticale Spitze von Stahl befestigt, die unten in Quecksilber tauchte. Die Drähte wurden magnetisirt, indem ein Strom durch die Spirale geleitet wurde. Beim Hindurchleiten eines zweiten Stromes durch den Draht selbst tordirte sich derselbe. Die Grösse seiner Torsion wurde vermittelst der Spiegelablesung bestimmt.

Befindet sich der Nordpol des magnetisirten Drahtes oberhalb, und durchfliesst ihn der hindurchgeleitete Strom von oben nach unten, so tordirt sich das untere freie Ende desselben (von oben gesehen) in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Umkehrung der Richtung des magnetisirenden oder des durch den Draht hinduchgeleiteten Stromes ... die Richtung seiner Torsion um. Bei Umkehrung beider Ströme ... sie ungeändert.

Die Torsion nimmt bei gleicher Magnetisirung mit wachsender Intensität des hindurchgeleiteten Stromes bis zu einem Maximum zu, welches bei den von mir gebrauchten Drähten etwa $^1/_4$ bis $^1/_2$ Grad betrug.

Ist der Draht stärker magnetisirt, so ist die durch den hindurchgeleiteten Strom von gleicher Intensität, wie vorher, bewirkte Torsion geringer.

Bei gleichbleibender Intensität des magnetisirenden und hindurchgeleiteten Stromes ist die Torsion des Drahtes von der Grösse des unten angehängten, ihn spannenden Gewichtes nahezu unabhängig.

Die beiden zuletzt aufgeführten Sätze beweisen, dass die Torsion nicht durch die elektromagnetische Ablenkung der an der Peripherie des Drahtes befindlichen magnetischen Längsfasern desselben durch den hindurchgeleiteten Strom bedingt sein kann.

Die beschriebene Wirkung zeigt sich auch, wenn man einen Strom durch Drähte leitet, welche einige Zeit in verticaler Richtung aufgehängt und so durch den Erdmagnetismus magnetisirt worden sind, oder an solchen, welche auf irgend eine andere Art eine permanente Magnetisirung erhalten haben.

Leitet man durch einen in der Axe einer Magnetisirungsspirale vertical aufgehängten Eisendraht zuerst einen Strom direct hindurch und magnetisirt ihn erst dann durch schwache Ströme, welche man durch jene Spirale leitet, so tordirt er sich zuerst in demselben Sinne, wie wenn die beiden Ströme in umgekehrter Reihenfolge geschlossen worden wären. Diese Torsion steigt mit wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme bis zu einem Maximum. Bei noch stärkeren magnetisirenden Strömen detordirt sich der Draht wieder[1]).

3. Theorie der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

783 Es bietet ein besonderes Interresse dar, die in den vorigen Paragraphen aufgeführten Resultate zusammenzustellen und sie zugleich mit analogen Erscheinungen zu vergleichen, welche sich mir bei der Untersuchung der Verhältnisse der Torsion verschiedener Drähte ergeben haben:

Torsion.	Magnetismus.
1. Erschütterungen während der Einwirkung eines tordirenden Gewichtes vermehren die Torsion eines Drahtes.	1. Erschütterungen während der Einwirkung eines magnetisirenden Stromes vermehren den Magnetismus eines Stabes.
2. Die permanente Torsion des Drahtes nach Aufhebung des tor-	2. Der permanente Magnetismus des Stabes nach Aufhebung de-

1) Vergl. auch Villari, l. c. §. 758*. Aehnliche Versuche, nur in [illegible]rem Maassstabe von Gore, Proc. Roy. Soc. 22, p. 57, 1874*.

Torsion.

irenden Gewichtes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein tordirter und dann detordirter Draht verliert je nach der Grösse der Detorsion durch Erschüttern von seiner Torsion oder erhält on Neuem Torsion.

---

4. Die permanente Torsion der isendrähte nimmt durch ihre Magnetisirung ab, und zwar in einem it wachsender Magnetisirung abnehmenden Verhältnisse.

5. Wiederholte Magnetisirungen m gleichen Sinne vermindern die Torsion des Drahtes kaum noch. Eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt ber eine neue starke Verminderung er Torsion.

6. Ist ein Draht durch öfteres in- und Hermagnetisiren so weit tordirt, als dies durch die Magtisirung überhaupt möglich ist, nimmt er bei der Magnetising in einem Sinne ein Maximum, i der Magnetisirung im entgegensetzten Sinne ein Minimum der rsion an.

7. Ein tordirter Draht, der zum eil detordirt worden ist, verliert i der Magnetisirung viel weniger n seiner Drillung, als ein gewöhnh tordirter. Ein Draht, der weiter rdirt worden, zeigt bei schwacher gnetisirung zuerst eine Zunahme ner Torsion, die bei wachsender agnetisirung bis zu einem Maxim steigt und dann wieder abmmt. Je stärker der Draht de-

Magnetismus.

netisirenden Stromes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein magnetisirter und dann entmagnetisirter Stab verliert je nach der Grösse der Entmagnetisirung durch Erschüttern noch mehr Magnetismus, oder erhält von Neuem Magnetismus.

---

4. Der permanente Magnetismus der Stahlstäbe nimmt durch ihre Torsion ab, und zwar in einem mit wachsender Torsion abnehmenden Verhältnisse.

5. Wiederholte Torsionen im gleichen Sinne vermindern den Magnetismus des Stahlstabes nur noch wenig. Eine Torsion im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt aber eine neue starke Verminderung des Magnetismus.

6. Ist ein Stab durch öfteres Hin- und Hertordiren so weit entmagnetisirt, als dies durch die Torsion in bestimmten Grenzen überhaupt möglich ist, so nimmt er bei der Torsion in einem Sinne ein Maximum, bei der Torsion im entgegengesetzten Sinne ein Minimum der Magnetisirung an.

7. Ein magnetisirter Stab, der zum Theil entmagnetisirt worden ist, verliert bei der Torsion viel weniger Magnetismus, als ein gewöhnlich magnetisirter. Ein Stab, der weiter entmagnetisirt worden, zeigt bei schwacher Drillung zuerst eine Zunahme seines Magnetismus, die bei wachsender Torsion bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Stab ent-

Torsion.	Magnetismus.
tordirt wurde, desto stärker muss die Magnetisirung sein, um jenes Maximum zu erreichen. Ist der Draht sehr stark entdrillt, so wächst seine Torsion selbst bis zur Anwendung der stärksten Magnetisirungen.	magnetisirt wurde, desto stärker muss die Torsion sein, um jenes Maximum zu erreichen. Ist der Stab sehr stark entmagnetisirt, so wächst die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung sehr starker Torsionen.
8. Wird ein Draht magnetisirt, während er unter dem Einflusse des tordirenden Gewichtes steht, so nimmt seine Torsion bei schwacher Magnetisirung zu, bei stärkerer wieder ab.	8. Wird ein Stahlstab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so nimmt sein Magnetismus bei schwacher Torsion zu, bei stärkerer wieder ab.
9. Leitet man durch einen magnetisirten Eisendraht einen Strom oder magnetisirt man einen Eisendraht, durch den man einen Strom geleitet hat, so tordirt er sich.	9. Tordirt man einen Eisendraht während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

784 Aus der vorstehenden Vergleichung ergiebt sich eine selbst bis in die Einzelheiten gehende Analogie zwischen den Phänomenen des Magnetismus und denen der Torsion.

Die Resultate, welche diese Analogie begründen, sind nicht mit der Annahme von magnetischen Fluidis vereinbar, welche erst bei der Magnetisirung des Eisens und Stahls in den einzelnen Molecülen derselben vertheilt würden.

Mit Unrecht würde man indess aus jener Analogie folgern, dass die Magnetisirung auf einer Torsion der magnetisirten Stäbe beruhe. Eine solche ist durch das Experiment nicht nachzuweisen; auch ergeben sich ähnliche Beziehungen, wie bei der Torsion der Drähte, bei anderen Verschiebungen ihrer Molecüle, z. B. bei ihrer Biegung u. s. f.

Wir haben auch nicht nöthig, mit Wertheim (l. c.) besondere Annahmen über die Bewegungen des die Atome der Körper umgebenden Aethers zu machen, um die Beziehungen zu erklären. Vielmehr folgt aus den mitgetheilten Resultaten mit Sicherheit, dass bei der Magnetisirung ähnliche mechanische Vorgänge stattfinden, wie bei den Gestaltveränderungen der Körper.

Wir wollen unter Zugrundelegung der Annahme drehbarer Molecularmagnete, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerichtet und durch die Molecularkräfte in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden, indess bei ihrer Einstellung in die ihnen durch die wirksamen Kräfte gebotene Lage einen gewissen Widerstand erfahren, welcher im Stahle grösser ist, als im harten und weichen Eisen, die hauptsächlichsten der zuweilen scheinbar so complicirten Ersche

n ableiten. Die übrigen ergeben sich dann durch analoge Betrachtungen.

Die Wirkung der **Erschütterungen** auf die magnetisirten Körper 785 und die mechanischen Kräften unterworfenen Körper besteht darin, dass die Molecüle derselben in Bewegung gesetzt werden. Der Widerstand, welcher ihrer Einstellung durch die einmal wirkenden Kräfte hinderlich ist, wird vermindert; die Reibung der Ruhe wird gewissermaassen in die kleinere Reibung der Bewegung verwandelt. Daher können in allen Fällen die Theilchen mehr den gerade auf sie wirkenden Kräften folgen, die Erschütterungen müssen eine Zunahme der temporären, eine Abnahme der permanenten Torsionen und Magnetisirungen bewirken.

Die **Torsion eines permanent magnetischen Stabes** hat eine 786 dauernde und eine vorübergehende Wirkung. Zuerst werden durch die Torsionen die Molecüle des Stabes, wie durch andere Erschütterungen, nur in weiteren Wegen, hin- und herbewegt. Die Axen der Molecularmagnete, welche der der Axe des Stabes parallelen Stellung bei der Magnetisirung zugeneigt wurden, kehren bei der Torsion wieder mehr und mehr in ihre frühere Lage zurück und behalten dieselbe dann dauernd bei. Daher verliert der Stab **dauernd** an seinem permanenten Magnetismus. Diese Wirkung können wir die **Erschütterungswirkung** nennen. Die zweite **vorübergehende** specielle Wirkung der Torsion ist die folgende: Werden durch das Magnetisiren eines, wir wollen im Folgenden stets annehmen, vertical gestellten Stabes die Axen der Molecularmagnete mehr oder weniger vertical gerichtet, so können ihre Axen in den möglichen Verticalebenen liegen, von denen die einen durch die Axe des Stabes selbst gelegt, die anderen derselben parallel sind. Von der Axe aus betrachtet wenden in diesen letzteren Ebenen ebenso viele Molecüle ihre Nordpole z. B., zur linken, wie zur rechten Seite. Bei der Torsion werden daher ebenso viele Molecüle mit ihren Axen zur verticalen Richtung in die Höhe gedreht, wie andere ebenso weit zur horizontalen Richtung gesenkt. Die durch die Hebung der Axen der ersten Molecüle bewirkte Zunahme des magnetischen Momentes des Stabes wird durch der durch die Senkung der Axen der anderen Molecüle bewirkten Abnahme desselben compensirt. Anders verhalten sich die Molecularmagnete, deren Axen in den durch die Axe des Stabes gehenden Ebenen liegen. Diese werden alle bei der Torsion des Stabes mit ihren Axen gegen die horizontale Lage hingeneigt. Hierdurch vermindert sich der Magnetismus des Stabes. Beim weichen Eisen scheinen die leicht beweglichen Molecüle, gerade wie ihre Axen während der Wirkung eines magnetisirenden Stromes sich leicht unter seinem Einfluss der Axe des Stabes zuneigen, so auch mit ihren Axen leicht der Drehung des Stabes zu folgen. Die Abnahme des Magnetismus bei der Torsion ist daher

bedeutend. Beim Stahl werden dagegen die Molecüle durch den I Drehung entgegenstehenden Widerstand verhindert, der bei der Tor zwischen ihnen stattfindenden Reibung weit nachzugeben; ihre A weichen weniger aus ihrer gegenseitigen Lage; die Abnahme des Ma tismus ist geringer.

Kehrt der Stab nach der Torsion in seine Ruhelage zurück kommen im Eisenstab die Molecüle wieder völlig in ihre frühere Stell der Magnetismus des Stabes wächst bis zur völligen Detorsion nimmt bei einer Torsion nach der entgegengesetzten Seite wieder So zeigen es die Beobachtungen von Wertheim. Anders verhält der Stahl, in welchem die einmal bei der Torsion um ihren Schwerp gedrehten Molecüle fester ihre neue Stellung bewahren. Ihre A bleiben daher auch bei der Detorsion gegen die Axe des Stabes nach Seite der ersten Drehung hin geneigt, der Magnetismus des Stabes gegen früher vermindert. Erst wenn der Stab nach der entgegengeset Seite tordirt wird, richten sich die Axen der Molecüle allmählich und der Magnetismus des Stabes nimmt bei dieser Torsion bis zu ei Maximum zu.

787 Wird ein Stab tordirt, während er unter dem Einflusse des m netisirenden Stromes temporär magnetisirt ist, so wirkt anfäng die Torsion wieder wie eine Erschütterung: die Molecüle folgen m dem Zuge der magnetisirenden Kraft, ihre magnetischen Axen ne sich mehr dem Parallelismus mit der Axe des Stabes zu, der tempor Magnetismus desselben vermehrt sich.

Bei wiederholten Torsionen verhalten sich auch in diesem Falle E und Stahl verschieden. Im weichen Eisen folgen die magnetis Axen der Molecüle leicht der Drillung des Stabes und neigen sich st von derselben ab in windschiefe Lage; indess erhebt sie ebenso Zug der magnetisirenden Kraft verhältnissmässig leicht wiederum ge die Axe des Stabes hin und compensirt dadurch zum Theil den du die erste Bewegung bewirkten Verlust des Stabes an Magnetismus. indess mit wachsender Torsion der Stab härter, seine Molecüle we ger beweglich werden, so kann die magnetisirende Kraft doch n ganz die Senkung der Axen der Molecüle aufheben; der tempor Magnetismus vermindert sich also durch die Torsion. Bei der De sion des Stabes nach geringeren Torsionen werden die Molecüle wi ganz beweglich und kehren in ihre frühere Lage völlig zurück. temporäre Magnetismus des Stabes wächst wieder bis zur völl Detorsion.

Bei grösseren Torsionen besitzen im tordirten weichen Eisen selbst wenn die Torsionen so gross gewesen sind, dass sie ihm eine manente Drillung ertheilt haben, die Molecüle dennoch im Verhält zu denen des harten Eisens und Stahles eine grosse Beweglichkeit verharren daher auch nur wenig fest in einer gegen die Axe des St

ndschiefen Lage. Wird daher vor der Detorsion der magnetisirende rom geöffnet, und kehren die Molecüle fast vollständig in ihre mechasche Gleichgewichtslage zurück, so nähern sie sich bei der Detorsion urch die dabei erfolgenden Erschütterungen dieser Gleichgewichtslage och mehr und erheben sich dabei mit ihren magnetischen Axen nur enig gegen die Axe des Stabes, um bei etwas bedeutender Entdrillung gleich wieder zu sinken. Das Maximum des permanenten Magneismus zeigt daher der Stab bei einer sehr kleinen Detorsion.

Wird ein harter Eisen- oder Stahlstab während der Einwirkung 788
r magnetisirenden Kraft stark tordirt, so nehmen die Molecüle mit ren magnetischen Axen wiederum gegen die Axe des Stabes windschiefe gen an, aus denen sie wegen ihrer geringeren Beweglichkeit auch durch n Zug der magnetisirenden Kraft nur wenig entfernt werden. Zuich aber folgen, wie wir schon oben angenommen, auch bei der Torn die Axen der Molecüle nicht ganz der mechanischen Drehung des abes; daher ist ihre Entfernung von der ersten Stellung nicht bedeund. Bei der Torsion des harten Stabes nimmt daher sein temporer Magnetismus ab, wenn auch nicht sehr stark. Bei der Detorsion hält der Stab seinen früheren temporären Magnetismus wieder, wenn e Torsion nicht bedeutend war, so dass nach Aufhebung derselben die olecüle in ihre früheren Lagen zurückkehren konnten. Wird aber der tab so stark tordirt, dass er eine permanente Torsion behält, so erben sich bei geringer Detorsion die windschief geneigten magnetihen Axen der Molecüle, unterstützt von der Kraft des magnetisirenn Stromes, zuerst gegen die Axe, und somit nimmt der Magnetismus s Stabes zu. Bei weiterer Detorsion senken sich die Axen der Molele nach der anderen Seite und die magnetisirende Kraft genügt bei rer geringen Beweglichkeit nicht mehr, um sie ebenso weit wieder zu heben. Daher vermindert sich bei weiterer Detorsion der temporäre agnetismus.

Wird der magnetisirende Strom vor der Detorsion geöffnet, so ichen die magnetischen Axen der Molecüle nicht weit in ihre Stellung rück. Sie werden bei der Detorsion wieder zuerst gegen die Axe des abes gehoben und dann nach der anderen Seite hin gesenkt, und zwar fordert die Hebung eine stärkere Detorsion, als während der Einwirng des Stromes, da die Kraft des letzteren zur Aufrichtung der Axen r Molecüle beitrug. Also auch hier nimmt der permanente Magneımus des Stabes bei seiner Detorsion zuerst zu und dann ab. Wird r Strom erst nach der Detorsion unterbrochen, so sind, wie wir son erwähnt, jetzt die Axen der Molecüle nach der entgegengesetzten ite, wie vorher, geneigt: der Stab zeigt also erst bei einer neuen Zurückhung nach der ersten Seite hin sein Maximum an Magnetismus.

Auf diese Weise erklären sich die complicirten Erscheinungen, welche ertheim bei Untersuchung der sogenannten Rotation des Maximums

des temporären und permanenten Magnetismus beobachtet hat. Es ist aus dem Vorhergehenden ersichtlich, weshalb das Maximum des temporären Magnetismus beim harten Eisen weit von der mechanischen Gleichgewichtslage des magnetisirten Stabes, das Maximum des permanenten Magnetismus näher bei derselben auftritt, beim weichen Eisen sich aber das umgekehrte Verhältniss zeigt.

789 Erschütterungen, die einem während der Dauer des magnetisirenden Stromes tordirten Stabe ertheilt werden, können die vorliegenden Erscheinungen ändern, da unter ihrem Einfluss, namentlich bei Eisenstäben, die Molecüle leichter den von aussen wirkenden Kräften folgen. Solche Erschütterungen sind indess nur mit Vorsicht anzuwenden, da sie leicht Unregelmässigkeiten veranlassen können (vergleiche §. 757).

Die von Matteucci beobachteten Inductionsströme, welche in einem, mit seinen Enden mit den beiden Enden des Drahtes eines Galvanometers verbundenen Eisenstabe auftreten, wenn der Stab im Innern einer Magnetisirungsspirale tordirt wird, ergeben sich ohne Weiteres, wenn man mit Matteucci den Stab als aus einzelnen magnetischen Fasern zusammengesetzt betrachtet, welche sich bei der Torsion des Stabes um seine Axe hierhin oder dorthin winden. Da indess diese Erklärung nicht genügt, um den grössten Theil der im Vorhergehenden mitgetheilten Thatsachen zu begründen, schreiben wir richtiger die Entstehung jener Inductionsströme der abwechselnden Neigung der Axen der magnetischen Molecüle des Stabes nach der einen und der anderen Seite bei seiner Torsion zu (vergl. §. 792).

790 Bei der Magnetisirung eines permanent tordirten Stabes treten nach meinen Versuchen die analogen Erscheinungen ein, wie bei der Torsion eines magnetisirten Stabes. Auch hier findet eine dauernde Abnahme der Torsion bei der Magnetisirung statt, weil dadurch zunächst die Molecüle beweglicher gemacht werden. Nachher verursacht die Magnetisirung vorübergehende Aenderungen der Torsion, indem bei der Hin- und Hermagnetisirung die Molecularmagnete hin- und hergedreht werden und ihren Bewegungen die ganze Masse des tordirten Stabes folgt, gerade wie sich dies umgekehrt bei der Torsion der Magnetstäbe in Bezug auf die Bewegungen der magnetischen Molecüle ergeben hat. — Ganz dasselbe Verhalten zeigen die tordirten Stäbe beim Hindurchleiten eines dieselben transversal magnetisirenden Stromes.

An Drähten, welche noch durch die tordirenden Gewichte gedreht sind, zeigt sich namentlich sehr gut zuerst die Erschütterungswirkung der Magnetisirung, und wie nach ihrer Beendigung die bei der Magnetisirung erfolgende Aufrichtung der Axen der Molecüle in eine der Axe des Drahtes parallele Stellung auch eine Geradrichtung der in sich gewundenen Drähte, eine Detorsion zur Folge hat, welche verschwin-

nn nach Aufhebung der Magnetisirung die Molecüle unter dem des tordirenden Gewichtes ihre vorige Lage wieder einnehmen.

merkwürdige Verhalten tordirter und dann theilweise detor- 791
rähte bei der Magnetisirung und magnetisirter und nachher e entmagnetisirter Drähte beim Tordiren erklärt sich wohl dar- die Molecüle solcher Drähte gewissermaassen in einer weniger Gleichgewichtslage sind, aus welcher sie sich durch die beim siren oder Tordiren stattfindenden Erschütterungen in eine Gleichgewichtslage begeben; diese nähert sich bei starken De- und Entmagnetisirungen den vor diesen Processen stattfinden- en der Molecüle. Werden indess die Molecüle durch stärkere sirungen oder Torsionen in weiteren Wegen gedreht oder an verschoben, so verlässt der Draht auch jene Gleichgewichtslagen uemt sich mehr und mehr den durch letztere Wirkungen regel- erursachten Verschiebungen der Molecüle an, weshalb dann eine e der Torsion oder des Magnetismus eintritt.

Magnetisirung eines Eisendrahtes, durch welchen man einen 792
leitet hat, durch die Torsion erklärt sich folgendermaassen:
rd der positive Strom durch den Eisendraht von oben nach unten so stellen sich die Nord- und Südpole n und s der Molecüle in demselben wie in der Fig. 249. Wird der Draht tordirt, so verschieben sich sowohl seine unter einander liegenden Querschnitte an einander, als auch die parallel seiner Axe liegenden Molecülreihen. Durch beide Bewegungen können die Molecüle über einander hingleiten und gewissermaasen auf einander entlang rollen. Die Versuche zeigen, dass die letztere Bewegung überwiegt. Wird nämlich der Draht schraubenrechts gedreht, wie in Fig. 250, so würden durch die erstere g die Nordpole, durch die zweite die Südpole der einzelnen Mole- h oben gekehrt. In der That erhält aber der Draht bei der er- Torsion oberhalb einen Südpol, bei der entgegengesetzten rdpol.

249. Fig. 250.

rden die Molecüle in den einzelnen Fasern des Drahtes gegen derselben bei der Drillung unverändert ihre Lage bewahren, n sich bei der Fig. 250 gezeichneten Torsion die Nordpole der nach oben richten. Dieser Grund für die axiale Magnetisirung tes ist also jedenfalls nicht der entscheidende.

Drehungen der Molecularmagnete in dem Drahte selbst oder den Draht umgebenden Spirale Inductionsströme erzeugen kön-

nen, versteht sich von selbst. Die §. 774 angeführte Richtung d stimmt ganz mit den hier erwähnten Drehungsrichtungen der M magnete überein.

In analoger Weise können wir auch die §. 771 erwähnten E nungen erklären.

III. Beziehungen zwischen dem magnetischen M und den mechanischen Veränderungen der Läng Eisenstäbe.

793 Matteucci[1]) hat gefunden, und Wertheim[2]) hat die Beob bestätigt, dass die Längsdehnung eines harten Eisenst während er sich in einer Magnetisirungsspirale befindet, sein t räres magnetisches Moment vermehrt. Hört die de Kraft auf zu wirken, so nimmt das Moment wieder ab. Weiche stäbe sollen sich nach Matteucci gerade umgekehrt verhalten. dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes soll in beiden Fäll Verlängerung eine Zunahme, die Verkürzung eine Abnahme des nenten Magnetismus ergeben.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, dass die Eis in einer Magnetisirungsspirale gedehnt wurden, welche eine mit Galvanometer verbundene Inductionsspirale umgab. Der bei der D entstehende Inductionsstrom gab die Aenderung der Magnetisir

794 Ganz ähnliche Versuche wie Matteucci hat auch Villar gestellt. Auf eine mit einem entfernten Spiegelgalvanometer v dene Inductionsspirale von 1 mm dickem Kupferdraht, von 600 mm 30 mm äusserem und 19 mm innerem Durchmesser, war eine Magnetisirungsspirale von 585 mm Länge, 225 mm äusserem und 1 innerem Durchmesser geschoben. In der inneren Spirale befan der dem Zuge unterworfene Eisendraht, der einerseits durch ei stück hindurchging und hinter demselben durch eine Schraub gehalten war, andererseits ebenfalls durch ein Loch in einem Ho hindurchgeführt wurde und daselbst durch ein an ihm befestigte eine Rolle geführtes Seil, welches direct oder durch einen Hebel mit Gewichten belastet wurde, mit einer Kraft von 240 Pfund ge werden konnte. Die Ablenkungen des Galvanometerspiegels besti die Intensitäten der bei dem Anspannen und Loslassen des Drah ducirten Ströme, welche der Zu- und Abnahme seines magne Momentes entsprachen.

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. 53, p. 416, 1858*. — [2]) heim, Compt. rend. 35, p. 702, 1852*; Ann. de Chim. et de Phys p. 385, 1857*. — [3]) Villari, Pogg. Ann. 126, p. 87, 1868*.

die magnetisirende Spirale geschlossen, so vermehren die ersten
gen [1]) und Detractionen das temporäre Moment sowohl bei Eisen-,
h bei Stahlstäben. Bei dünnen und stark magnetisirten Stäben
ndern nach diesen ersten Wirkungen die ferneren Dehnungen
ment; bei dicken und schwach magnetisirten vermehren sie
Detractionen wirken der Dehnung gerade entgegengesetzt. So
z. B. bei einem 495 mm langen, 6,6 mm dicken Stahlstab die die
e (+) und Abnahme (—) des Momentes angebenden Inductions-
bei auf einander folgenden Dehnungen (T) und Detractionen (D)

lstab schwach magnetisirt		sehr stark magnetisirt	
T + 140	Ite D + 7	Ite T + 200	Ite D + 16
T + 14	IIte D — 5	IIte T — 15	IIte D + 25
T + 7	$n$te D — 6	$n$te T — 25	$n$te D + 25

enso ergab sich bei einem weichen Eisenstab von 495 mm Länge
mm Dicke

stab schwach magnetisirt		sehr stark magnetisirt	
T + 1000	Ite D — 120	Ite T — 45	Ite D + 140
T + 200	IIte D — 125	IIte T — 140	IIte D + 140
T + 115	$n$te D — 120	$n$te T — 145	$n$te D + 150

n dem verschiedenen Verhalten stark und schwach temporär 795
sirter Eisenkerne bietet nach Villari das Verhalten einer in
netisirungsspirale eingelegten Eisenröhre, in welcher sich ein
b befindet, ein gutes Beispiel. Bei schwachen magnetisirenden
verursacht die Dehnung sowohl der Röhre, wie des Stabes in
teren Perioden einen Inductionsstrom, welcher eine Vermehrung
entes ergiebt; bei etwas stärkeren, wo die Röhre dem Maximum
netisirung nahe ist, giebt sich nur bei Dehnung des Stabes eine
rung, bei Dehnung der Röhre aber eine Verminderung des Mo-
kund. Ist der Strom sehr stark, dass Röhre und Stab dem
m der Magnetisirung nahe sind, so zeigt sich bei der Dehnung
ine Verminderung des Momentes.

die magnetisirende Spirale geöffnet, so wird umgekehrt durch
n Tractionen und Detractionen bei Eisen- und Stahlstäben das
nte magnetische Moment vermindert. Nachher verhalten sich
d Eisen verschieden. Durch die späteren Dehnungen vermindert
Stahlstäben das permanente Moment, es vermehrt sich durch
ction; bei weichen Eisenstäben vergrössern die Dehnungen das
nte Moment und vermindern es die Detractionen um eben so
So ergab z. B.

---

[1]) vgl. auch Gore, Phil. Mag. [4] 36, p. 446, 1868*.

Harter Stahlstab 495 mm lang, 4,4 mm dick		Weicher Eisenstab 490 mm lang, 4 mm dick	
Ite T — 155	Ite D — 15	Ite T — 1300	Ite D — 400
IIte T — 30	IIte D + 7	IIte T — 30	IIte D — 135
$n$te T — 17	$n$te D + 15	IIIte T + 50	IIIte D — 95
		$n$te T + 70	$n$te D — 75

796 Wird dem Stahlstab durch einen umgekehrten Strom eine schwache Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne ertheilt, so verhält er sich nach Villari wie ein Eisenstab. So betrug die Wirkung der Dehnung und Detraction bei einem solchen Stabe

Ite T — 35	Ite D — 22
IIte T — 0	IIte D — 15
$n$te T + 7	$n$te D — 8

Wird aber der Stahlstab durch den umgekehrten Strom hierbei stärker entmagnetisirt oder entgegengesetzt magnetisirt, so kann auch die Wirkung der ersten Traction und Detraction in einer Vermehrung des Momentes bestehen.

797 Eine Reihe von Versuchen hat hiernach auch W. Thomson[1] angestellt.

Ein 5 m langer, 0,7644 mm dicker Stahldraht war vertical aufgehängt und unten mit einer mit Gewichten zu belastenden Schale versehen. Ueber eine 28,7 cm lange Strecke desselben war ein dünnes Kupferblech gelegt und ausserhalb mit 2 Lagen von 326 und 321 Windungen von Kupferdraht umwunden, deren Enden durch einen Commutator mit 3 Daniell'schen Elementen verbunden waren. Der Widerstand der Drahtwindungen war 0,511, der der Batterie 0,18 Ohm. Ueber die Spirale war eine zweite 9,8 cm lange, ebenfalls in zwei Lagen zu 147 und 146 Windungen gewundene Spirale von 1,432 Ohm Widerstand gelegt, welche mit einem Spiegelgalvanometer mit astatischem System von leichten Nadeln und objectiver Projection eines Flammenbildes auf eine Scala verbunden war. Bei der Belastung resp. Entlastung des Drahtes wurde der Ausschlag der Nadeln beobachtet. Wie bei den Versuchen von Matteucci und Villari verminderte eine Belastung die temporäre Magnetisirung und vermehrte sie das Aufheben derselben und ebenso die permanente Magnetisirung. Im letzteren Fall war die absolute Differenz der Magnetismen bei der Belastung und Entlastung stärker, als für den temporären Magnetismus. Der benutzte Stahldraht war hierbei nahe zum Maximum magnetisirt. Bei Umkehrung der Magnetisirungsrichtung zeigte sich kein wesentlicher Unterschied, so dass der Erdmagnetismus ohne bedeutenden Einfluss ist.

[1] W. Thomson, Phil. Trans. **166** [2], p. 693, 1877*; Beibl. **2**, p. auch Proceed. Roy. Soc. **23**, p. 445, 473, 1875*.

Wurde der magnetisirende Strom nur in einem Sinne wiederholt eschlossen oder nur geöffnet, so war die Aenderung der Magnetisirung rösser, wenn der Draht belastet war, als unbelastet.

Wurde der Draht darauf durch einen Gegenstrom umgekehrt magtisirt, so war im Gegentheil die Wirkung kleiner, wenn der Draht bestet war, als umgekehrt; dabei war der Unterschied viel bedeutender als vorigen Fall. Wurde der magnetisirende Strom plötzlich umgekehrt, so ar die ganze magnetische Wirkung bei dem belasteten Drahte kleiner als i dem schwächer belasteten. — Eisendrähte gaben ähnliche Resultate, ch schon bei Belastung und Entlastung ohne herumgeleiteten Strom, nur Folge ihrer etwa 300 mal schwächeren Magnetisirung durch die Erde.

Bei weiteren Versuchen hierüber benutzte W. Thomson[1]) Eisen- 798
ähte, von denen eine nautische Meile 14 Pfd. wog, unter Anwendung n magnetisirenden Kräften, deren Intensität von 0 bis 900 wechselte. e Einheit derselben ist 12,5 mal kleiner als die verticale Componente s Erdmagnetismus (0,43 cm g sec). Die Drähte wurden bei constant leibender magnetisirender Kraft mit Gewichten von 7, 14, 21 Pfund elastet oder die Belastungen entfernt. Ist die magnetisirende Kraft leiner, als ein bestimmter Werth, so vermehrt die Belastung, wie chon Villari gefunden (vergl. §. 794), die temporäre Magnetisirung, ermindert sie die Entlastung. Ist jener „kritische" Werth überschriten, so vermindert die Belastung und vermehrt die Entlastung die emporäre Magnetisirung. Keine Wirkung der Dehnung ergab sich bei lgenden magnetisirenden Kräften:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Magnet. Kraft 15° C.	266	281	288
Magnet. Kraft 100° C.	280	286	310

Das Maximum der Wirkung trat bei der Kraft 50 bis 60 ein, die mentanen Galvanometerausschläge stiegen langsamer, als die Betungen. Sie waren in Scalentheilen:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Temperatur 15°	31 Sc.	35	54
Temperatur 100°	25	32,4	50,3

Bei wachsenden magnetisirenden Kräften nähern sich die durch die hnung erzeugten Ausschläge einem constanten Werthe, nämlich:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Temperatur 15°	6 Sc.	13,5	21
Temperatur 100°	3	9,2	15,2

Wurde ein Flintenlauf durch eingepresstes Wasser einem transver- 799
len Druck ausgesetzt und derselbe entfernt, so traten nach W. Thom-

[1]) W. Thomson, Proceed. Roy., 27, p. 439, 1878*; Beibl. 2, p. 607*.

son die entgegengesetzten Wirkungen, wie bei der Dehnung
Der kritische Werth der magnetisirenden Kraft ist aber grösser. I
magnetisirende Kraft etwas kleiner als 750, so ist die Magnetisirung
dem Druck von etwa 1000 Pfund auf den Quadratzoll kleiner; ist
magnetisirende Kraft grösser, so ist die Magnetisirung bei dem D
grösser, als ohne denselben.

Der permanente Magnetismus war nach wiederholter Wirkung
Druckes und Aufhebung desselben stets kleiner mit dem Druck, als
denselben.

Zwischen den beiden kritischen Werthen der magnetisirenden K
(10 und 25 absolute magnetische Einheiten) muss jeder transve
oder longitudinale Zug, also auch ein gleicher Zug nach allen Rich
gen, die Magnetisirung vermindern, ein gleicher Druck nach allen R
tungen sie vermehren.

Bei Nickel- und Cobaltstäben zeigt sich bei longitudinalem Z
die entgegengesetzte Wirkung, wie beim Eisen, d. h. unterhalb der
sehr bedeutenden kritischen magnetisirenden Kraft, welche bei ein
dünnen Nickelstab etwa 7500 sein würde, nimmt die Magnetisir
beim Zuge ab.

800 Wird ein Eisendraht unter Einfluss des Erdmagnetismus vert
aufgehängt, der Magnetismus seines unteren Endes durch einen in
Ebene desselben stehenden Spiegelmagnetometer beobachtet und
Draht ohne Erschütterung wiederholt be- und entlastet, so nim
wenn dabei die Elasticitätsgrenze nicht überschritten wird, bei der
lastung die Magnetisirung ab und steigt bei der Entlastung. Die Cur
der Spannung und des Magnetismus sind in beiden Fällen sehr
schieden. Wird der Draht über die Elasticitätsgrenze hinaus gede
so nimmt die Magnetisirung ab, so lange, bis er zerreisst. Bei der
lastung zeigt sich eine grosse Abnahme des Magnetismus. Bei ne
Belastung wächst die Magnetisirung bis zu einem Maximum und nim
dann ein wenig ab bis zu der früheren Belastung. Wird die
lastung allmählich entfernt, so wächst erst die Magnetisirung bis
einem Maximum und nimmt dann schnell bis zu ihrem früheren W
ohne Belastung ab.

Die Maxima während der Belastung und Entlastung erscheinen
nach einer permanenten Veränderung und verschieben sich nach
Seite der stärkeren Belastungen mit wachsender permanenter Verä
rung. Auch hier ist dM/dp, wo M die Magnetisirung, p die Belast
ist, anfangs Null, wenn man von der Belastung zur Entlastung oder
gekehrt übergeht. Findet der Uebergang mit einer geringen Ersch
rung statt, so setzt sich nach demselben die frühere Curve noch ein w
fort, wie bei ähnlichen Versuchen über Thermoströme.

---

[1]) Ewing, Proc. Roy. Soc. 34, p. 39, 1882*; Beibl. 7, p. 42*.

Wird der Draht während der Belastung und Entlastung wiederholt schlagen, so fallen die Curven der Magnetisirung in beiden Fällen fast llig zusammen.

Augenscheinlich ist die Wirkung der ersten Traction und Detrac- 801
on dieselbe, welche ich auch bei der Torsion und Detorsion der mag- tisirten Drähte beobachtet und mit dem Namen Erschütterungswirkung zeichnet habe; die Molecüle werden beweglicher und folgen dem Zuge r jedesmal wirkenden Kräfte, sei es bei Einwirkung des Stromes in r Spirale den magnetisirenden, sei es nach Aufhebung des Stromes den lecularkräften, welche die Molecüle in ihre unmagnetischen Lagen rückführen. Bei einem stark entmagnetisirten Stabe würden sie hier- rch in ihre frühere magnetische Lage zurückzukehren streben. Um se erste Erschütterungswirkung zu erzielen und bei den Dehnungen leich die besonderen Wirkungen hervortreten zu lassen, kann man h die Stäbe anderweitig erschüttern, schlagen u. s. f.

Die späteren Wirkungen der Dehnungen lassen sich vorläufig noch ht gut übersehen.

Wertheim[1]) macht mit Recht darauf aufmerksam, dass bei der- igen Versuchen mehrere Fehlerquellen einfliessen können. Einmal ver- iebt sich beim Dehnen das freie Ende des Eisenstabes gegen die gnetnadel des den Inductionsstrom messenden Galvanometers und m so eine Ablenkung derselben bewirken. Dieselbe würde sich aber kehren, wenn man die dehnende Kraft abwechselnd an dem einen anderen Ende des Stabes wirken liesse. — Dann wird auch der Stab, meist ein wenig gebogen ist, durch die dehnende Kraft gerade ge- htet, und die hierbei erfolgende Biegung ändert gleichfalls das mag- tische Moment des Stabes. — Ferner tritt, selbst wenn das Moment Stabes sich nicht ändert, bei seiner Dehnung sein Ende mehr als her aus der Inductionsspirale heraus und giebt dadurch zur Bildung Inductionsströmen Veranlassung. — Endlich sind fast alle Stäbe ein nig tordirt und bei dem Zuge kann sich ihre Torsion ändern. Da die bachteten Aenderungen des Magnetismus bei der Verlängerung ausser- n nur klein sind im Verhältniss zu den durch die Torsion bewirkten, dass Matteucci sie wenigstens bei harten Eisenstäben nicht direct einem mit einem Spiegel versehenen astatischen Nadelsystem mittelst Spiegelablesung, sondern nur vermittelst der Inductionsströme auf- len konnte, sind die Versuche hierüber mit grosser Vorsicht anzu- len.

Dass umgekehrt die Länge eines Eisenstabes bei der Mag- 802
tisirung geändert wird, ist von Joule[2]) nachgewiesen worden. ein unten geschlossenes, verticales, mit Wasser gefülltes Glasrohr

[1]) Wertheim, l. c. §. 762. — [2]) Joule, Phil. Mag. 30, p. 76, 225, 1847*.

wurde ein zwei Fuss langer Eisenstab gestellt, dessen anderes gegen einen aus zwei Hebeln zusammengesetzten Fühlhebel dr Die Ablenkungen dieses letzteren wurden durch ein mit einem M meter versehenes Mikroskop beobachtet. Die Verschiebung des H um einen Theilstrich des Mikrometers entsprach der Verlängerung Stange um $^1/_{138528}$ Zoll. Das Glasrohr wurde mit einer so langen D spirale umgeben, dass sich die Enden des Eisenstabes einen Zoll innerhalb der Enden derselben befanden, und durch sie ein Strom leitet, dessen Intensität an einer Tangentenbussole abgelesen w Der Magnetismus des Eisenstabes wurde vermittelst einer freilich annähernden Methode gemessen, indem ein horizontal der Mitte dess gegenüber nach Art eines Wagebalkens aufgehängter und an be Enden mit Wagschalen versehener Magnetstab durch Gewichte in zontaler Lage erhalten wurde, wenn die Anziehung des Eisenstabes aus dieser Lage abzulenken strebte (vgl. den folgenden Paragraphen). den erhaltenen Werthen mussten die aus der Ablenkung der Nadel Tangentenbussole berechneten Gewichte subtrahirt werden, welche derlich waren, um den Magnetstab unter der Einwirkung der vom St durchflossenen Spirale allein im Gleichgewicht zu erhalten. Die suche ergaben eine Verlängerung des Stabes um $^1/_{720000}$ seiner L als der Stab das Maximum des temporären Magnetismus erhalten h Beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes blieb mit dem Verbl von permanentem Magnetismus in dem Stab auch ein Theil dieser längerung zurück.

Die folgende Tabelle, in welcher l die Verlängerungen von wei Eisenstäben bei ihrer temporären und permanenten Magnetisirung und m bezeichnet, giebt ein Beispiel der erhaltenen Resultate:

I.

M	l	M^2/l	m	l	m^2/l
0,49	1	240	0,42	0,7	252
0,93	3,6	240	0,74	2,4	228
1,42	8,3	243	1,00	4,5	222
1,87	14,8	236	1,26	7,2	220
2,21	24,2	202	1,35	10,9	168

II.

M	l	M^2/l	m	l	m^2/l
0,21	0,4	110	0,08	0,3	21
0,32	1,0	102	0,12	0,8	18
0,72	2,8	185	0,16	1,8	14
1,95	13,8	275	0,21	5,4	8
2,38	19,2	295	0,21	7,2	6

Die Verlängerung der Stäbe soll nach diesen Versuchen dem Quarat des jedesmaligen temporären oder permanenten Magnetismus proortional sein. Sie ist grösser bei weichen als bei harten Stäben.

Die Abweichungen von diesem Gesetz, welche sich auch aus obiger abelle ergeben, in welcher M^2/l und m^2/l constant sein müsste, sucht oule in der ungleichen Vertheilung des Magnetismus im Inneren der isenstäbe bei Anwendung verschiedener magnetisirender Kräfte, indem e äusseren, durch den Strom magnetisirten Theile der Stäbe entgegensetzt polarisirend auf die inneren Theile einwirken.

Bei weichen Eisenstäben, bei denen dieser Einfluss geringer ist, nd die Abweichungen der Werthe M^2/l und m^2/l unter einander nicht anz so gross. Bei einer weichen Stahlstange schwankten sie indess, enn M von 0,74 bis 1,90 wechselte, zwischen 391 und 481.

Die Verlängerung hängt aber auch von der Annäherung des Magneismus an das Maximum ab.

Dasselbe hat später Righi[1]) beobachtet, indem er Eisenstäbe von 803
m Länge und 3 bis 16 mm Dicke unten an einen um eine horizontale e drehbaren Spiegel angreifen liess, dessen mit Scala und Fernrohr obachtete Drehungen die Längsänderungen der Stäbe angaben. Oben urden die Stäbe in eine feste Messingklemme eingeschraubt. Die Magnetirungsspirale war an dem unteren Ende der Stäbe befestigt, so dass sie h mit demselben bewegte, und so der Einfluss der gegenseitigen Verhiebungen beseitigt war. Auch hier fanden sich die Verlängerungen be den Quadraten der Intensitäten i der Ströme in der Spirale prortional, so dass das Maximum des Momentes noch nicht erreicht war.

Wird um eine magnetisirte Stange ein schwächerer Strom in gleicher ichtung wie der magnetisirende geleitet, so ist die Verlängerung nur in; wird er in entgegengesetzter Richtung herumgeleitet, so tritt eine rkürzung ein, durch welche die permanente Verlängerung zum Theil, er nie ganz vernichtet wird.

Bei ferneren Versuchen untersuchte Joule das Verhalten gespannter 804
d der Länge nach zusammengepresster Stäbe oder Drähte. — Wird Eisenstab stark gespannt, so kann an Stelle der Verlängerung eine rkürzung eintreten. Dies zeigte sich namentlich bei Anwendung nnerer Drähte, welche an ihrem oberen Ende a, Fig. 251 (a. f. S.), tical in der Axe der magnetisirenden Spirale S aufgehängt waren. ten waren sie an einem vermittelst einer Stahlschneide auf einer hlplatte aufliegenden Hebel H befestigt, welcher durch Gewichte G stet wurde. Der Hebel übertrug seine Bewegungen bei Veränderung r Länge des Drahtes auf einen zweiten Hebel, dessen Ablenkungen rch ein mit Mikrometer versehenes Mikroskop abgelesen wurden.

[1]) Righi, Mem. di Bologna, 4 [1], 1879*; Beibl. 4, p. 802*.

Eine magnetische Wage, deren Wagebalken *ns* aus einem Magne
stand, diente zur Messung des Magnetismus des Drahtes. Wurd
Stelle des Drahtes ein mit der magnetisirenden Spirale umgebener E

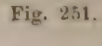
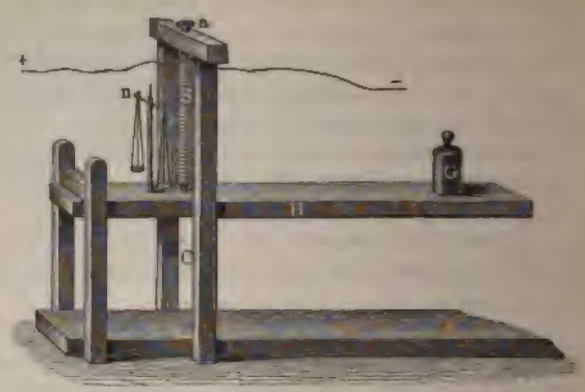


Fig. 251.



stab unter dem Hebel bei *C* aufgestellt, so konnte man auch durch
legen der Gewichte *G* den Stab der Länge nach zusammenpressen
dann die Wirkung der Magnetisirung untersuchen.

Die Pressung hatte keinen wesentlichen Einfluss auf die §.
angegebenen Resultate. Wurden die Stäbe indess stark gespannt
verminderte sich die Verlängerung durch die Magnetisirung. Bei
neren Stäben, z. B. Drähten und bei starker Spannung ging sie
in eine Verkürzung über. So erhielt Joule unter Anderem bei An
dung von Strömen von der Intensität *i* folgende Verkürzungen
Eisenstabes von 1 Fuss Länge und 1/4 Zoll Durchmesser, welcher d
ein Gewicht von 1680 Pfund gespannt erhalten wurde, während
gleichzeitig in demselben erregte temporäre Magnetismus gleich *M*

$i =$	379	696	1003	1299	1823
$M =$	2,7	3,8	4,3	4,4	4,7
$v =$	0,5	1,5	2,4	3,3	4,5
$Mi/v =$	205	176	180	173	190

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Verkürzung eines
gespannten Drahtes dem Product aus der Intensität des magneti
den Stromes und dem im Draht erzeugten Magnetismus direct pr
tional.

Drähte aus weichem und hartem Stahl zeigen dasselbe Verh
Nach der Unterbrechung des Stromes kehren sie auf ihre frühere L
zurück, obgleich sie noch einen gewissen permanenten Magnetismu
halten.

Kupferstäbe und Drähte zeigen die Erscheinungen nicht.

Zur Beurtheilung dieser Versuche muss man berücksichtigen, dass 805
e Wirkung der Magnetisirung eine doppelte ist.

Die erste Wirkung ist eine rein äussere elektromagnetische. Ist der magnetisirte Stab in der Axe der Spirale ausgespannt, so erden seine an den Enden derselben befindlichen Stellen in sie hinngezogen. Ragt also der Stab an beiden Enden aus ihr hervor, so rkürzt er sich dadurch; ist er an einem Ende befestigt und die Spile über sein freies Ende geschoben, so überwiegt ihr Zug auf die nach r Seite des Befestigungspunktes überwiegend befindliche Masse des abes; derselbe verlängert sich; wird die Spirale zum befestigten Ende ngeschoben, so vermindert sich die Verlängerung und kann einer Verrzung Platz machen.

Ferner kann der Stab, wenn er nicht in der Axe der Spirale befestigt , sich nach der Seite biegen und dadurch scheinbar verkürzen.

Die zweite Wirkung kann in einer Aenderung der Länge der Stäbe urch die Drehung ihrer Molecüle um ihren Schwerpunkt i der Magnetisirung bestehen.

In Folge derselben können sich bei der Magnetisirung die axial in icher Lage gerichteten Molecularmagnete mit ihren einander zugehrten, entgegengesetzten Polen einander anziehen und so eine Verrzung des Stabes bedingen.

Es könnte aber auch hierdurch der Stab verlängert werden, wenn an die vorläufig durchaus nicht bewiesene Hypothese machen wollte, ss die magnetischen Molecüle in der Richtung ihrer magnetischen xe eine grössere Längsausdehnung besässen, als nach den anderen ichtungen [1]).

Endlich kann in Folge der Umlagerung der Molecüle secundär ne Torsion oder Detorsion des Drahtes eintreten, wenn derselbe wa vorher schon als Stromesleiter gedient hatte oder tordirt war, und rch die Aenderung der Torsion kann eine Längenänderung des Stabes wirkt werden.

Auch kann der Stab oder Draht, wenn er gebogen ist, also bei rizontaler Einklemmung mit seinem freien Ende nach unten geneigt , gerade gerichtet werden. Wird also in diesem Falle sein freies Ende n oben beobachtet, so scheint er sich zu verlängern.

Wie bedeutend die rein äussere elektromagnetische Längenver- 806
derung der Stäbe ist, zeigen folgende Versuche von Wertheim und etz:

Als Wertheim [2]) einen weichen Eisenstab von 1 m Länge in horitaler Lage mit seiner Mitte in einen Schraubstock einspannte und

[1]) Vgl. Tyndall, Mondes 6, p. 622; Cosmos 24, p. 748, 1864*. — [2]) Wertim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 23, p. 302, 1848*; Pogg. Ann. 77, p. 43*; ich auch Buff, Annalen der Chem. und Pharm. Supplementbd. 3, p. 139, 65*.

auf sein eines Ende eine Drahtspirale von 25 cm Länge und
innerem Durchmesser schob, so dass die Axen des Stabes und d
rale zusammenfielen, wurde das Ende des Stabes in die Spirale
gezogen. Wurde über dem Ende des Stabes ein Mikroskop mit
kreuz aufgestellt, so konnte die Verlängerung desselben gemessen w
Sie betrug bei Wertheim's Versuchen selten mehr als 0,002 mm

Wurde die Spirale gegen den Einklemmungspunkt des Stab
schoben, so verminderte sich die Verlängerung. Sie müsste, we
Spirale dicht an demselben stände, sich mit einer Verkürzung vertau
Indess ist diese letztere unmessbar klein.

807 Beetz[1]) klemmte analog einen Stab von etwa 1242 mm
und 12 mm Dicke in ostwestlicher Richtung, 4 m weit von einem S
galvanometer, in horizontaler Lage an dem einen Ende fest e
stützte ihn an einigen Stellen durch leichte Rollen. An sein
Ende war ein Faden geknüpft, welcher über eine Rolle geführt und
ein Gewicht belastet wurde. An der Stahlaxe der Rolle befand s
ebener Spiegel, dessen Drehungen mittelst Scala und Fernrohr ab
wurden[2]). Eine Verschiebung des Spiegelbildes der Scala um einen
strich entsprach hierbei der Verlängerung des Stabes um 0,00008
Ueber den Stab wurden vier Magnetisirungsspiralen (zwei von
zwei von 75 mm Durchmesser und 23 mm Länge) zunächst so gese
dass der Stab sich in ihrer Axe befand. Befanden sie sich an dem
Ende des Stabes, so ergab sich bei einem magnetischen Moment m=
Scalentheilen eine Verlängerung von 5,8 Scalentheilen; befanden s
auf dem festen Ende, wo $m = 36{,}8$ war, von nur 0,9 Theilen,
sie gleichmässig vertheilt, wo $m = 42{,}3$ war, von 4,6 Scalentheilen

Der seitliche Zug der Spiralen bei excentrischer Stellung des
hat dagegen nach Beetz nur einen geringen Einfluss. Der Stab
erst gut centrirt in die Spiralen gelegt, von denen die beiden
mit ihren Enden gerade mit den Stabenden abschnitten, die
weiteren zwischen ihnen in gleichen Abständen lagen; sodann w
die Spiralen alle schief gelegt, endlich wurden sie seitlich verse
bis sie den Stab auf einer Seite mit ihrer Innenfläche fast berührte
Verlängerungen des Stabes betrugen hierbei 11,7, 11,6 und 10,3 S
theile.

Wurden in die symmetrisch geordneten Spiralen Eisenstäbe v
922, 1250, 1242 und 1175 mm Länge und 1,3, 4, 6, 12, 28 mm
messer eingelegt, so verhielt sich bei dem Maximum der Magnet
die Verlängerung zur Länge des Stabes wie 1 : 13880000 : 21
: 2210000 : 1230000 : 2110000. Bei einem vierkantigen St

[1]) Beetz, Pogg. Ann. 128, p. 193, 1866*. — [2]) Durch Reflexi
Lichtstrahles von dem Spiegel und Projection desselben auf die Wa
man die Längenänderungen der Stäbe auch objectiv darstellen (vergl. T
Engineer 29, p. 273, 1871*).

von 1010 mm Länge und 12 mm im Quadrat Querschnitt war das Verhältniss 1 : 42440000, also die Dehnung viel kleiner.

In allen diesen Fällen waren die Stäbe nur durch 1 kg gespannt. Wurden aber statt der Stäbe Drähte von 1250 mm Länge in der Axe der Spiralen ausgespannt, in derselben mit einem von kaltem Wasser durchflossenen Kühlrohr umgeben und an ihrem freien Ende durch grössere Gewichte gespannt, so verkürzten sie sich, wenn auch sehr wenig, bei der Magnetisirung (nur höchstens um 4,2 Scalentheile), was bei ausgeglühten Drähten stärker hervortrat. Auch bei verticaler Aufstellung des Apparates zeigten sich solche Verkürzungen, die bei 1035 mm langen, 0,24 und 0,36 mm dicken, ausgeglühten Drähten und bei Belastungen von 100 bis 1000 g bis zu 3,3 Scalentheilen stiegen (1 Scalentheil = 0,00006658 mm).

In wie weit die Verlängerung der nicht gespannten Stäbe etwa durch Geraderichten, durch Verkürzung der gespannten Drähte beim Hineinziehen in die Magnetisirungsspirale oder durch Anziehung ihrer magnetischen Molecüle bedingt ist, ist nicht wohl zu sagen. Um diese Verhältnisse zu entscheiden, müsste die äussere elektromagnetische Wirkung völlig eliminirt werden, also die Magnetisirung der Stäbe und Drähte in der Axe einer so langen und weiten Spirale vorgenommen werden, dass die elektromagnetische Wirkung auf alle Theile derselben gleich wäre.

Aehnliche Versuche, wie Beetz, nur in grösserem Maassstabe, hat 808
Alfred M. Mayer[1]) angestellt. Die horizontalen Stäbe waren dabei ganz von der magnetisirenden Spirale umgeben. Ihre Länge betrug 60,25 Zoll, ihr innerer und äusserer Durchmesser 0,8 und 1,75 Zoll. Die Länge der Stäbe betrug 60 Zoll, ihr Durchmesser 0,5 Zoll. Sie wurden an zwei Stellen durch zwei Spiralfedern unterstützt, um ihre Biegung zu verhüten, und vor dem Gebrauch auf ihren Magnetismus untersucht. Waren sie magnetisch, so wurden sie mit ihrem Südpol nach unten gerichtet geschlagen, bis sie keine Anzeichen von Magnetismus mehr gaben. (Dass sie sich dabei nicht mehr wie ganz frische, unmagnetische Stäbe verhalten, wäre zu beachten.) Die Magnetisirungsspirale mit den Eisenstäben wurde in der Richtung des magnetischen Meridians aufgestellt, und der Strom in der Richtung hindurchgeleitet, dass die Stäbe dadurch in gleichem Sinne magnetisirt wurden, wie durch den Erdmagnetismus. Nach diesen Versuchen dehnt sich ein Eisenstab beim Schliessen des ersten herumgeleiteten Stromes aus; bei dem Oeffnen zieht er sich nicht ganz so weit zusammen, wie er sich ausgedehnt hat. Also bewirkt der permanente Magnetismus eine Verlängerung. Wird der Strom wieder geschlossen, so dehnt sich der Stab weniger als das erste Mal aus; dann bleibt er constant. Bei wiederholten Einwirkungen zeigt sich indess in Folge der Erwärmung eine dauernde Verlängerung.

---

[1]) Alfred M. Mayer, Phil. Mag. [4] 46, p. 177, 1873*.

Mit wachsender Stromintensität nimmt die Verlängerung der
zu, und zwar unabhängig, ob dieselbe schnell oder langsam anw
bei der Abnahme der Stromintensität ziehen sie sich wiederum w
zusammen, als sie sich ausgedehnt haben.

Verschiedene Eisensorten geben verschiedene Resultate.

Stahlstäbe verhalten sich anders. Weichere Stahlstäbe dehnen
beim Magnetisiren aus (z. B. um 0,8 Theilstriche der Scala), und d
sich beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes nochmals aus (u
Theile). Bei wiederholtem Schliessen ziehen sie sich (um 0,25) zusa
und dehnen sich beim Oeffnen (um 0,25) aus. Ein harter Stah
zieht sich bei der ersten Magnetisirung zusammen (um 0,4) und d
sich beim Oeffnen des Stromes (um 0,25) aus. Beim zweiten Schl
zieht sich der Stab (um 0,2) zusammen und dehnt sich beim Oeffne
ebensoviel aus u. s. f.

Wie weit diese Erscheinungen auf den §. 805 erwähnten N
ursachen beruhen oder magnetischen Umlagerungen der Molecüle
schreiben sind, ist noch nicht zu entscheiden.

Durch Reflexion des vom Spiegel am Ende der Stäbe reflect
Lichtes auf eine rotirende, mit empfindlichem Collodium über
Glasplatte, so dass sich das Bild bei der Längenveränderung der
in radialer Richtung verschiebt, kann an der verzeichneten Curve
gewiesen werden, dass die Verlängerung bei starken Kräften sch
geschieht, als bei schwächeren, und die Contraction langsamer v
geht. Die Zeiten betragen etwa $^1/_{20}$ bis $^1/_{10}$ Secunde.

809 Ebenso wie Eisenstangen, werden auch Cobaltstangen bei der
netisirung verlängert. Nickelstangen zeigen keine Aenderung oder
eine Verkürzung, obgleich sie sich stärker magnetisiren als die C
stangen.

Mittelst eines mit einem Spiegel versehenen Hebels nebst
und Fernrohr beobachtete Barrett[1]) an $9^1/_2$ Zoll langen und
dicken Stäben, dass die Ausdehnung des Cobalts nach der E
kung des ersten Stromes beim wiederholten Magnetisiren wesentli
gleiche, etwa $^1/_{260000}$ seiner Länge, also ungefähr $^2/_3$ von de
Eisens ist. Beim Nickel ist die plötzlich eintretende Verkürzung
$^1/_{130000}$, also doppelt so gross wie die Verlängerung des Eisens.
kehrung des Stromes hat keine Aenderung der Resultate zur
Die Spirale umgab die Stäbe auf ihrer ganzen Länge. Eine Tempe
erhöhung bis auf 50° hat auf die Verlängerung des Cobalts und
beim Magnetisiren kaum einen Einfluss; beim Nickel wird die V
zung auf $^3/_4$ ihres früheren Werthes reducirt.

---

1) Barrett, Phil. Mag. [4] 47, p. 51, 1874*; Nature 26, 515, 586,
Beibl. 7, p. 201*.

Nach diesen Versuchen besteht eine Reciprocität zwischen dem Ein- 810
nsse der Dehnung auf die Magnetisirung und dem der Magnetisirung
uf die Länge der Magnete. Nur Cobalt scheint sich anomal zu verhal-
en, da die Dehnung nach W. Thomson bei schwacher Magnetisirung
r Nickel die longitudinale Magnetisirung vermindert, während die lon-
itudinale Magnetisirung die Cobaltstäbe verlängert. Weitere Versuche
nd hierüber anzustellen [1]).

Nach Beatson [2]) bewirkt auch ein hindurchgeleiteter Strom 811
ne Verlängerung eines Eisenstabes, unabhängig von seiner
wärmung.

Leitet man indess einen Strom durch einen Eisenstab, an dessen
de ein Ocularmikrometer befestigt ist, welches man durch ein Mikro-
op betrachtet, so bemerkt man erst allmählich eine zunehmende Ver-
ngerung, die jedenfalls der Erwärmung des Stabes zuzuschreiben ist.
t aber der Stab vorher magnetisirt worden, so tritt im ersten Moment
ne äusserst geringe Verkürzung ein, welcher dann die Dehnung folgt.

Auch Righi [3]) hat dasselbe nach der §. 803 erwähnten Methode 812
obachtet. Er fand, dass noch nach dem Oeffnen des Stromes eine kleine
rmanente Verkürzung zurückbleibt. Bei wiederholtem Oeffnen und
hliessen gelangt der Draht in einen constanten Zustand, in dem er
beiden Fällen immer wieder die gleiche temporäre und permanente
rkürzung annimmt. Wird ein Strom in entgegengesetzter Richtung
e der erste durch den Stab geleitet, so tritt eine Schwingungsbewegung
Spiegels ein, indem erst der Magnetismus des Stabes aufgehoben und
nn im entgegengesetzten Sinne wieder hergestellt wird. Dabei hört
n im Draht einen Ton.

Leitet man erst durch einen Draht einen ihn permanent transversal
gnetisirenden Strom und dann nach dem Oeffnen desselben einen
rom herum, so verlängert sich der Draht temporär und behält eine
rmanente Verlängerung über seinen natürlichen Zustand hinaus bei.
der Draht auf diese Weise permanent magnetisirt und wird ein Strom
durchgeleitet, so verkürzt er sich wieder sehr merklich.

Wird der Draht erst permanent longitudinal magnetisirt und dann
Strom erst im einen, dann im entgegengesetzten Sinne hindurch-
eitet, so tritt im letzten Falle eine neue Verkürzung ein, wobei wiederum
longitudinale Schwingung zu beobachten ist.

Zeigt ein longitudinal magnetisirter Stab beim Durchleiten eines
mes im einen oder im anderen Sinne das eine Mal eine Verkürzung,
odere Mal eine Verlängerung, so kann das nur von Unregelmässig-
en in der Structur (Torsionen) herrühren.

---

1) A. Gray, Nat. 16, p. 625, 1882*; Beibl. 7, p. 313*. — 2) Beatson,
tromag. April 1846, Archives 2, p. 113*. — 3) Righi, Mem. di Bologna 4,
79*; Beibl. 4, p. 802*.

813 Ohne Weiteres darf man indess aus diesen Versuchen nicht ablei dass in Folge der transversalen Stellung der magnetischen Axen Molecüle des Stabes beim Hindurchleiten des Stromes, also in Folge dabei stattfindenden Drehung derselben eine primäre Verkürzung selben eintritt[1]); vielmehr haben wir schon §. 782 nachgewiesen, bei diesem Verfahren der Draht tordirt wird, also die Molecüle an ander verschoben werden, so dass diese Torsion sehr wohl secundär Verkürzung bewirken kann.

IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung.

814 Die Biegung ändert das magnetische Moment von temporär permanent magnetisirten Körpern nach Wertheim (l. c., §. 806) ganz ähnlicher Weise, wie die Torsion. Dabei werden wiederum mal die Theilchen erschüttert und leichter beweglich und folgen mehr den jedesmal auf sie wirkenden Kräften, sodann werden auch Theilchen selbst an einander verschoben. Die genauere Untersuch dieser Erscheinungen ist schwieriger, als die der Beziehungen zwisch Torsion und Magnetismus, da bei der Biegung die ganze Masse Stäbe gegen den ihr magnetisches Moment messenden Apparat schoben wird.

Die Einwirkung, welche umgekehrt die Magnetisirung auf ei gebogenen Stab ausübt, ist von Guillemin[2]) beobachtet worden.

Ein Eisenstab von etwa 1 cm Durchmesser und 20 bis 30 cm Lä war in horizontaler Lage am einen Ende befestigt und an seinem fr Ende durch ein kleines angehängtes Gewicht ein wenig nach unten bogen. Er richtete sich beim Durchleiten eines galvanischen Stro durch eine ihn umgebende Drahtspirale gerade und bog sich bei Unt brechung desselben wieder. Hierbei konnte der Draht der Spirale mittelbar auf den Eisenstab aufgewunden und so die Axe der Spi selbst bei der Biegung des Stabes mit ihm gebogen werden. Dann k ein von der Spirale auf den Stab selbst ausgeübter seitlicher Zug nicht gerade richten[3]). Ein solcher Zug würde ihn auch bei einer irg wie excentrischen Stellung im Gegentheil noch mehr biegen, indem ihn gegen die ihm zunächst liegenden Wände der Spirale hin Vielmehr ist es wohl auch hier die elektromagnetische Anziehung Spirale gegen die an ihren Enden befindlichen Theile des Stabes, we ihn kürzer zu machen strebt, und dadurch zugleich die Geradrich seiner Axe veranlasst. Dagegen ist dieselbe nicht der temporären

---

[1]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplementbd. 3, p. 148, 1864 u. 186 [2]) Guillemin, Compt. rend. 22, p. 264 u. 432, 1846*. — [3]) Werth Compt. rend. 22, p. 336, 1846*; Pogg. Ann. 68, p. 140*.

hme der Elasticität des Stabes zuzuschreiben, da letztere sich bei der agnetisirung kaum ändert.

Wertheim[1]) hat diese seitliche Ausbiegung untersucht, inem er bei den §. 806 beschriebenen Versuchen die Drahtrolle so aufellte, dass ihre Axe nicht mehr mit der des Stabes zusammenfiel. Durch in Mikroskop wurde die seitliche Verschiebung des Endes des Stabes estimmt, als sich die Axe desselben in verschiedenen Abständen von er Axe der Spirale befand, indess dabei der letzteren parallel blieb.

Die seitliche Verschiebung war bei Versuchen mit zwei Eisenstäben und II) von 10 und 5 mm im Quadrat Querschnitt und einem aufrecht stellten Streifen Eisenblech (III) von 12 mm Breite und 3,375 mm cke nahezu proportional den Intensitäten der magnetisirenden Ströme. ese Intensitäten wurden bei den Versuchen im Verhältniss von etwa 3 und 1 : 7 geändert.

Bezeichnet b und c die Breite und Dicke des Eisenstabes, L die nge des Stabes, q den Elasticitätscoefficienten, so kann man aus der tlichen Verschiebung f, welche einem Strom von der Intensität Eins tspricht, berechnen, wie gross ein Gewicht G sein müsste, welches, am de des Stabes angebracht, die gleiche Wirkung wie der Strom hervorringen würde. Dieses Gewicht ist

$$G = f \cdot \frac{q b c^3}{4 L^3}.$$

Aus den Versuchen von Wertheim ergeben sich die Gewichte G i wachsendem Abstande D der Axe des Stabes von dem der Spirale ie folgt:

	$D = 80$ mm		$D = 50$ mm	
	f	G	f	G
Stab I	0,1337 mm	6,408 g	0,0727 mm	3,484 g
Stab II	0,4648	1,462	0,2853	0,813
Blech III	0,9377	2,673	0,4747	1,493

Die durch die Gewichte G gemessenen mechanischen Kräfte, lche bei der Verschiebung der Enden der Stäbe bei Anwendung gleicher omesintensitäten auftreten, verhalten sich demnach bei den Stäben II, III:

$D = 80$, wie 100 : 22,81 : 41,71;
$D = 50$, wie 100 : 23,84 : 42,82,

[1]) Wertheim, Ann. d. Chim. et de Phys. [3] 23, p. 302, 1848*.

während die Massen gleicher Längen der Stäbe sich verhalten wie

100 : 25,00 : 40,50.

Im Ganzen ist also die Anziehung der Spirale gegen die Stäbe pr portional der Intensität des Stromes und der Masse des durch denselb magnetisirten Eisens.

V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen, die Festigkeit, Elasticität und Härte des Eisens.

815 Das ganze Volumen eines Eisenstabes scheint durch die Magneti sirung nicht merklich geändert zu werden. Dies zeigt folgender Ver such von Joule[1]).

Eine unten geschlossene, $1^1/_2$ Zoll weite, 40 Zoll lange Glasröhr war am einen Ende geschlossen. In das andere war mittelst eines durch bohrten Glasstöpsels ein Capillarrohr eingesetzt. In die Röhre wurd ein Eisenstab gelegt und sie sodann mit Wasser gefüllt. Die Röhr wurde mit einer Drahtspirale umgeben. Als durch letztere ein galvani scher Strom geleitet wurde, welcher das Eisen zum Maximum magneti sirte, zeigte sich keine Aenderung des Standes des Wassers in der Capillar röhre, obgleich bei einer Aenderung des Volumens des Eisens um 1 ... schon eine solche merkbar gewesen wäre. Erst nach einiger Zeit, wen dem Wasser im Glasrohre Wärme von der durch den Strom erwärmte Drahtspirale mitgetheilt worden war, stieg dasselbe allmählich im Ca pillarrohre.

Ganz analoge Resultate haben auch Wertheim[2]) und Buff unter Anwendung eines ganz ähnlichen Verfahrens erhalten.

Bei Nickelstäben beobachtete Barrett[4]) mittelst desselben Verfahre ebenfalls kaum eine Vergrösserung derselben, die höchstens $1/10^7$ d Volumens ausmachte.

816 Umgekehrt nimmt nach Waszmuth[5]) mit wachsendem allseitige Druck das temporäre Moment im Allgemeinen ab, nur für stärke Magnetisirungen, welche dem Maximum nahe liegen, nimmt es zu.

Die Versuche wurden ähnlich angestellt, wie Bunsen die Ve änderung des Schmelzpunktes nachwies. Ein 9,4 g schwerer, 24 ... langer Stab lag in einer starkwandigen, einerseits zu einem Capillar ausgezogenen und fast völlig mit Quecksilber gefüllten Röhre. Bei ...

---

[1]) Joule, Phil. Mag. 30, p. 76, 1847*. — [2]) Wertheim, Ann. de C et de Phys. [3] 23, p. 306, 1848*; Pogg. Ann. 77, p. 47*. — [3]) Buff, Ann Chem. u. Pharm. Supplementbd. 3, p. 143, 1864/65*. — [4]) Barrett, Na 26, p. 585, 1882*; Beibl. 7, p. 201*. — [5]) Waszmuth, Wiener Ber. 86 p. 539, 1882*; Beibl. 7, p. 43*.

ärmung durch warmes Wasser dehnte sich das Quecksilber aus und ie Druckvermehrung konnte an seinem Stande im Capillarrohr abgelesen erden. Um die ostwestlich liegende Glasröhre war eine Spirale gelegt, elche auf alle Theile des Eisenstabes nahe constante magnetisirende räfte ausübte, und die Magnetisirungen wurden durch Ablenkung ines Magnetspiegels bei verschiedenen durch eine Tangentenbussole emessenen Stromstärken bestimmt. Die Versuche wurden bei 20° nd 47° (bei etwa 10 Atm. Druck) ausgeführt und die Resultate bei 7° auf die Temperatur 20° reducirt.

So waren z. B. die Momente n_1 und n_2 bei 20 und 47° bei verhiedenen Ablenkungen φ der Tangentenbussole

$\varphi =$	1,3	3	11,7	25,3	53,5	60,8	74,6
n_1	1,8	6,5	43,7	96,3	150,6	160,0	181,8
n_2	1	5,1	45	98	152,2	162	183,5

Bei sehr starker Magnetisirung beträgt nach anderen Versuchen, ach der Construction der Magnetisirungscurven, die Erhöhung des Maxiums der Magnetisirung etwa 0,2 Proc. für die Druckzunahme um ne Atmosphäre.

Ob die Festigkeit des Eisens und Stahls u. s. f. durch die Magetisirung zunimmt, ist schwer zu entscheiden. Einmal sind die Verche, magnetisirte und unmagnetische Eisendrähte zu zerreissen, ziemch unsicher, da man kaum zwei ganz gleiche Drähte herstellen kann; nn aber ist auch schon in Folge der directen magnetischen Anziehung r auf einander folgenden Theile der magnetisirten Drähte eine stärkere aft zum Zerreissen der letzteren erforderlich [1]). 817

Auch während und nach dem Durchleiten von Strömen durch Eisenähte soll sich eine kleine Zunahme der Festigkeit (um etwa 1 bis Proc.) zeigen, die bei längerem Durchleiten des Stromes bis zu einem aximum wächst. Es dürfte sehr schwer sein, abgesehen von dem unichen Verhalten der verschiedenen Drähte für sich, hierbei den Einss der Erwärmung durch den Strom zu vermeiden [2]).

Auf die Elasticität des Eisens und Stahls übt die Magnetisiig nur einen schwachen Einfluss aus. Ein etwa 1 m langer Stahlstab dert nach der Magnetisirung vermittelst des Doppelstriches seinen Londinalton nicht. Freilich könnte hier doch nur der erzeugte permante Magnetismus zu klein sein, um die Elasticität zu ändern. Indess det auch bei der temporären Magnetisirung durch eine vom Strome 818

[1]) Vgl. die Versuche von Piazzoli, welche das letztere nachzuweisen ınen, Accad. Gioenia (Catania) 4. Jan. 1880*; Beibl. 4, p. 290*. Auch Kim- findet eine Zunahme der Festigkeit beim Magnetisiren bis zum Maximum wa 0,9 Proc. (Sillim. Journ. [3] 18, p. 99, 1879*; Beibl. 4, p. 147*). — Hoffmann, Programm des Neustädter Gymnasiums zu Dresden 1880*, 4, p. 559*.

durchflossene Spirale dasselbe statt. — Zur genaueren Untersuchun
ses Verhaltens schraubte deshalb Wertheim[1]) einen horizontalen
draht am einen Ende in eine, auf einem Monochord befestigte Bronzekl
ein, zog ihn durch die Axe einer auf eine Glasröhre aufgewickelten
spirale von 1,8 m Länge und knüpfte das andere Ende an eine S
welche über eine Rolle gelegt und mit einer Wageschale versehen
Ein Mikroskop gestattete die Verlängerungen des Drahtes bei Bela
der Schale mit Gewichten zu messen, mochte er mittelst eines
die Spirale hindurchgeleiteten Stromes magnetisirt worden sein oder
Die Verlängerungen waren in beiden Fällen fast vollkommen g
Nur wenn der Draht längere Zeit der Einwirkung der Magneti
ausgesetzt worden ist, nimmt der Elasticitätscoefficient ganz wen
und diese Abnahme bleibt auch nach Unterbrechung des magnetisir
Stromes bei.

Wartmann[2]) konnte ebenfalls keinen Einfluss der Magneti
auf die auf Eisen- oder Stahlplatten erzeugten Klangfiguren, s
wenig wie auf ihren Ton, und auch nicht auf die Longitudinal-
Transversaltöne einer Eisendrahtseite auffinden.

819 Auch die folgende Erscheinung ist wahrscheinlich rein sec
Geben zwei gleiche Stimmgabeln von Stahl denselben Ton und b
man die eine in eine Drahtspirale, durch welche ein starker Strom
so schwingt sie schneller; man hört also bei gleichzeitigem Ansch
beider Gabeln Stösse oder kann mittelst der Methode von Lissa
eine Verschiebung der Lichtfigur beobachten, welche man bei dop
Reflexion eines Lichtstrahles von den mit ihren Zinken in zwei au
ander senkrechten Ebenen einander gegenübergestellten, mit Spiegel
waffneten Stimmgabeln erhält. Beim Oeffnen des Stromes werden
Stimmgabeln wieder einander gleich[3]). Die Wirkung kann hier ein
elektromagnetische sein, ohne dass die Aenderung der molecularen
rung von merklichem Einfluss zu sein braucht. Die Zinken der i
Drahtspirale befindlichen Gabel werden durch die von aussen wirk
elektromagnetischen Kräfte in bestimmten Lagen stärker festgeh
als ohne dieselben, und schwingen deshalb schneller.

Wenn Ruhmkorff[4]) beobachtet hat, dass magnetisches Eisen
Feilen viel härter erscheint, als nicht magnetisirtes, so kann die
wohl von der magnetischen Anziehung der Feile herrühren. Beim R
mit Diamant zeigt sich kein Unterschied[5]).

820 Gussstahl, in eine in einer Magnetisirungsspirale befindliche
gegossen, soll feinkörniger und weniger fest werden[6]).

---

[1]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 12, p. 610, 1842*. — [2]) W
mann, Ann. de Chim. et de Phys. 24, p. 360, 1848*. — [3]) Trève, Comp
67, p. 321, 1868*; Archives des Sc. nat. N. S. 33, p. 74*. — [4]) Ruhmk
Compt. rend. 50, p. 166, Pogg. Ann. 110, p. 528, 1860*. — [5]) Rollm
Carl's Rep. 8, p. 375, 1875. — [6]) Trève, Compt. rend. 75, p. 765, 1872

[redacted]

Nach anderen Versuchen soll geschmolzenes Eisen, welches bei einem rken Elektromagnet vorbeigeführt wird, nach dem Erstarren im Gegenil härter und zäher werden [1]). Diese Versuche sind noch durchaus sicher.

I. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und lektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens.

Wenn durch die Magnetisirung des Eisens eine Aenderung der Larung seiner einzelnen magnetischen Molecüle bedingt wird, so muss h sein Verhalten in allen Fällen ändern, bei denen jene Lagerung en Einfluss haben kann. So kann sich das thermische und galvanise Leitungsvermögen und die thermoelektrische Stellung des Eisens bei verändern. 821

Zunächst hat Maggi [2]) zu zeigen versucht, dass die Wärmeleingsfähigkeit des Eisens sich bei der Magnetisirung ändert. Er erdeckte eine kreisrunde Eisenplatte mit einem dünnen Ueberzug von achs und Oel und leitete vermittelst eines Blechrohrs Wasserdampf rch ein durch ihren Mittelpunkt gebohrtes Loch. Das Wachs schmolz f der Platte in einem Kreise ab. Wurde dieselbe aber horizontal auf die it einigen Pappstreifen bedeckten Pole eines starken Elektromagnetes legt, so dass ihr Mittelpunkt in die axiale Verbindungslinie derselben el, so schmolz bei der Erregung des Elektromagnetes das Wachs in der f jener Linie senkrechten, äquatorialen Richtung weiter ab, so dass rnach die Leitungsfähigkeit des Eisens für Wärme in äquatorialer d axialer Richtung sich wie 6:5 verhielte. Zur Vorsicht hatte Maggi ch unter die der Aequatorialebene entsprechenden Punkte des Randes r Platte Pappstreifen und Metallstücke gelegt, um daselbst die Ableing der Wärme möglichst ebenso gross zu machen, wie durch die Magtpole. Indess könnten diese Resultate durch die Dehnung der Eisentte in Folge des mechanischen Zuges des Elektromagnets auf dieselbe axialer Richtung bedingt sein.

Auch H. Tomlinson [3]) hat eine sehr beträchtliche Zunahme der rmeleitungsfähigkeit des Eisens und Stahls beim Magnetisiren nachwiesen. 822

In die eine Seite eines mit siedendem Wasser gefüllten Leslie'schen rfels waren in 7,5 cm Abstand neben einander zwei Stangen von 1,29 cm

---

[1]) Athenaeum, 20. April 1867, Nature 14, p. 264. — [2]) Maggi, Archives Genève, 14, p. 132, 1850*. — [3]) H. Tomlinson, Proc. Roy. Soc. 27, p. 109, 8*; Beibl. 2, p. 291, 1878*.

Querschnitt von Eisen und Messing von resp. 25 und 45 cm Läng gesetzt und auf denselben zwei Kupfer-Neusilber-Elemente an sol Stellen befestigt, dass bei entgegengesetzter Verbindung mit einem Spi galvanometer kein Strom angezeigt wurde. Eine etwaige kleine Al kung nach längerem Erwärmen der Stangen wurde durch einen C pensationsmagnet neutralisirt. Darauf wurde unter die Eisenstang Elektromagnet (mit 2,5 cm dicken und 7,5 cm langen Eisenkernen stellt. Wurde bei Erregung desselben die Eisenstange longitu magnetisirt, so verzögerte sich der Wärmefluss. Verschiebungen Stangen durch die magnetische Anziehung waren sorgfältig vermi

Bei anderen Versuchen wurde eine 1,2 cm lange und breite, 2 dicke, weiche, horizontale Eisenstange zwischen zwei ebenso breite dicke conaxiale Messingstangen von resp. 2,5 und 5 cm Länge gel und der obere Theil der längeren mit einem horizontalen, etwa 3 langen Messingstab von 1,2 cm im Quadrat Querschnitt verlöthet. ganze Apparat befand sich in einem mit Stanniol beklebten, mit S spänen gefüllten Holzkasten, aus dessen Wand das dickere End horizontalen Stange herausragte, welche in den Leslie'schen Würfel gesetzt war. Der Elektromagnet wurde unter den Eisenstab ge und mit zwei dem letzteren conaxialen Halbankern versehen. Die L stelle des einen Thermoelementes befand sich in den Sägespänen, des anderen war mittelst eines elastischen Bandes auf der Eisenst befestigt. Der Leslie'sche Würfel wurde mit siedendem Wasser ge und die Aenderung des Standes des Galvanometers mit und ohne M netisirung des Eisenkerns beobachtet. Auch hier ergab sich bei l tudinaler Magnetisirung eine Abnahme des Wärmeflusses um etwa 3,3 P bei transversaler Magnetisirung eine Zunahme um etwa 3,2 Proc. — hartem Stahl erfolgte die Wirkung in gleichem Sinne.

Endlich wurden zwei harte Stahlstäbe von je 8 cm Länge und 1, Durchmesser zwischen je zwei ebenso dicke und etwa 110 cm lange axiale Kupferstäbe gelöthet, und die so gebildeten Stangen einerseit die gegenüberliegenden Seiten eines Leslie'schen Würfels eingesetzt. anderen Enden der Stangen waren in kleine Holzkästchen eingefügt, w etwa 120 ccm Wasser enthielten. Zwei Thermoelemente in denselben w entgegengesetzt mit dem Galvanometer verbunden. Ueber den Stahl der einen Stange war eine Magnetisirungsspirale geschoben. Dopp Schirme vor dem Leslie'schen Würfel schützten die ferneren Theile Stangen vor der Strahlung, welche ebenso wie die Spirale und der Wa kasten in Kästen voll Sägespänen eingesetzt waren.

Durch Aenderung der Wassermengen in den Kästen oder An gung einer Brückenleitung vor dem einen Thermoelement konnte gleichem Wärmezufluss vor der Magnetisirung die Ablenkung des vanometers auf Null gebracht werden. Bei der Magnetisirung wiederum der Wärmefluss im harten Stahl (um kaum 1 Proc.) ab. weichen Eisenstäben betrug die Wirkung mindestens 10 Proc.

Dieser hohe Werth der Aenderung ist um so auffallender, als 823
ccari und Bellati[1]) keinen Einfluss der Magnetisirung auf das
rmische Leitungsvermögen beobachteten; weder nach der Methode
n Maggi, noch als die Enden eines Thermoelementes aus einem
örmigen Antimonstab mit beiderseits angelötheten Neusilberdrähten
f eine in der Mitte erhitzte und zwischen die Magnetpole gebrachte
isenscheibe in gleichen Abständen vom Erwärmungsmittelpunkt ge-
rückt und durch einen Gypsguss festgehalten wurden. Die Scheibe war mit
atte bedeckt. Vor und während der Magnetisirung wurde das Ansteigen
Thermostromes im Galvanometer beobachtet. — Bei anderen Versuchen
rden die Löthstellen des Thermoelementes mit dünnen Glasröhren be-
ckt und in mit Oel gefüllte Löcher in den Eisenplatten gesenkt. Wurde
r Apparat sorgfältig vor Luftströmungen geschützt, so zeigte sich
eder kein Unterschied in der Wärmeleitung des unmagnetisirten und
gnetisirten Eisens.

Demnach wäre noch zu untersuchen, ob die Resultate von Tomlin-
n nicht auf secundären Ursachen beruhen, wobei wiederum der mecha-
che Zug in Folge der äusseren magnetisirenden Kräfte von der Wir-
ng der molecularen Aenderungen des magnetisirten Eisens zu unter-
eiden wäre.

Ob das Leitungsvermögen des Eisens für Elektricität 824
rch das Magnetisiren geändert werde, ist eine durch verschiedene
obachter entgegengesetzt beantwortete Frage.

Genauere Versuche über diesen Punkt sind von Edlund[2]) ange-
llt worden. Elf weiche Eisendrähte von 165 mm Länge und 2 mm
cke und zehn ebenso lange Kupferdrähte wurden einander parallel und
trennt von einander durch zwei runde Korkscheiben gesteckt, und die
den der Kupfer- und Eisendrähte abwechselnd mit einander verbunden,
dass sie alle einen fortlaufenden Leiter bildeten. Das so vorgerich-
te System von Drähten wurde in den inneren Raum einer Magnetisi-
ngsspirale geschoben und in den einen Zweig *aefc* der Wheatstone'-
hen Drahtcombination nach Svanberg's Einrichtung, Fig. 252 (a. f. S.),
gefügt; in dem Zweige *cghd* befand sich ein Rheostat, in der Brücke
ein Multiplicator, welcher ein Magnetometer mit Spiegelablesung um-
b. Wurde zuerst der Rheostat so eingestellt, dass die Nadel des Mag-

[1]) Naccari u. Bellati, N. Cimento [3] p. 72, 107*; Beibl. 1, p. 475, 1877*. — Edlund, Pogg. Ann. 93, p. 315, 1854*. — Aeltere wenig beweisende Ver-
che mit Reibungselektricität von Fischer, Kastner's Arch. 3, p. 421, 1824*,
Abraham, Pogg. Ann. 1, p. 357, 1824*. Der Erstere glaubt bei den mag-
irten Eisenstangen eine schlechtere, der Zweite eine bessere Leitung wahr-
hmen. Dass der durch die Erwärmung des Drahtes eines Luftthermometers
essene Widerstand eines Eisendrahtes im Schliessungskreise einer Batterie
tiv grösser erscheint, als im Kreise eines constanten Stromes (vgl. Knochen-
uer, Wien. Ber. 10, p. 275, 1853*), rührt von den durch die Drehungen der
ecüle des Eisenstabes erzeugten Inductionsströmen her.

netometers keine Ablenkung zeigte, als die Klemmen *a* und *d* mit Polen der Säule verbunden wurden, so ergab sich eine solche auch als die Eisendrähte durch einen, durch die Magnetisirungsspirale geteten Strom stark magnetisirt worden waren (so dass sie ein magnesches Moment von 9556000 *H* besassen, wo *H* die horizontale Intens des Erdmagnetismus ist). Die Magnetisirung konnte hiernach den Widstand der Eisendrähte um nicht mehr als 0,0002 geändert haben.

Fig. 252.



Auch als sechs vierkantige Eisenstäbe wohl isolirt zwischen Polflächen eines Joule'schen Magnetes und seines Ankers gescho und nach der Verbindung ihrer abwechselnden Enden durch Kupferdrä in den Zweig *ac* der Wheatstone'schen Drahtcombination eingefü wurden, ergab sich keine Aenderung ihres Widerstandes, als ihnen Erregung des Magnetes eine gegen die Richtung des durch sie hindur geleiteten Stromes transversale Magnetisirung ertheilt worden war.

Auch Mousson[1]) hat nicht den geringsten Einfluss der Magneti rung des Stahles durch Streichen auf sein Leitungsvermögen wahr nommen. Ebenso wenig hat Wartmann[2]) einen solchen Einfluss Magnetisirung weder bei magnetischen Körpern auffinden können, auch bei anderen Körpern, in denen der Einfluss des Magnetes eine d lich sichtbare Drehung der Polarisationsebene hervorrief.

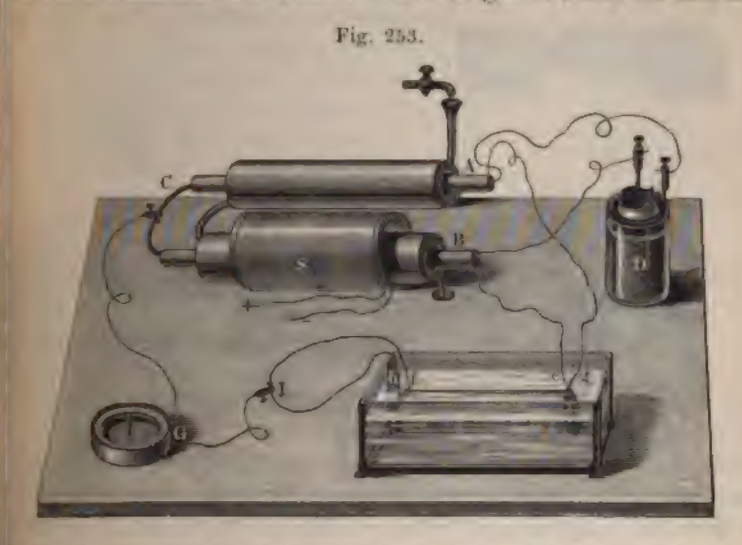
825 Um so beachtenswerther muss es erscheinen, dass W. Thomso mit einem weniger empfindlichen Galvanometer und kürzeren Eisenstä einen die Fehlerquellen bei Edlund's Versuchen übersteigenden Einf der Magnetisirung beobachtet hat.

Thomson bediente sich, wie Edlund, der Wheatstone's Stromverzweigung. Zwei 10″ lange Eisenstäbe *A* und *B*, Fig. wurden, mit Papier umwickelt, in zwei dünne Röhren von doppe Kupferblech geschoben, durch welche beständig ein Strom kalten Wa circulirte. Die eine Kupferröhre war mit einer Magnetisirungsspira umgeben. Die beiden Stäbe wurden mit ihren einen Enden mit den P eines Daniell'schen Elementes *D*, mit ihren anderen Enden direct einander durch einen angelötheten Kupferdraht *C* verbunden. Vo Enden *A* und *B* verzweigte sich der Strom durch zwei gleiche Spi

[1]) Mousson, Schweiz. Denkschriften 1855, **14**, p. 81*. — [2]) Wartm Arch. de Genève **13**, p. 35, 1850*. — [3]) W. Thomson, Phil. Trans. 18 p. 737*.

n Kupferdraht ef und gh, die neben einander auf einen dünnen, mit idenzeug bedeckten Kupfercylinder gewunden und in Terpentinöl ge-gt waren. Ihre Enden f und h waren durch einen Draht I mit ein-der und die Enden der Leitungsdrähte eines Galvanometers G mit m Drahte C und durch eine verschiebbare Klemmschraube mit dem rahte I verbunden. Die letztere wurde so gestellt, dass die astatische

Fig. 253.



del des Galvanometers nicht ausschlug. Als Draht B durch den durch Magnetisirungsspirale geleiteten Strom von sechs Eisenelementen gnetisirt wurde, wich dieselbe von ihrer Ruhelage ab, und die Klemm-hraube auf Draht I musste verschoben werden, um die Nadel wieder f Null zurückzuführen.

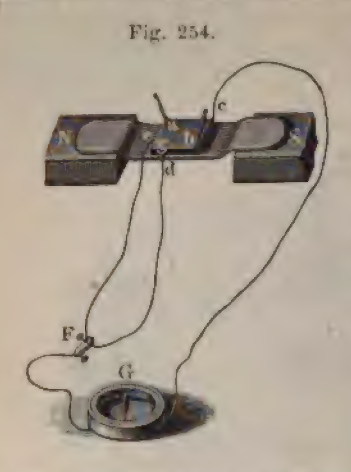
Gleichviel in welcher Richtung die Magnetisirung erfolgte, stets ieg der Widerstand des Eisens bei seiner temporären agnetisirung in der Richtung seiner magnetischen Axe m etwa $^1/_{3000}$.

Ferner wurden bei dem vorigen Versuche die Eisenstäbe durch 826
uss lange, $^1/_4$ Zoll breite Streifen von Eisenblech ersetzt, welche in ralwindungen von etwa 6° Steigung um Messingröhren gewunden ren. Von letzteren waren sie durch Papier und unter einander durch schengelegten Bindfäden isolirt. Auch hier zeigte sich eine Vermeh-g des Widerstandes bei dem Herumleiten des Stromes um die eine hspirale, obgleich der durch dieselbe geleitete Strom fast einen Win-von 84° mit der magnetischen Axe des Blechstreifens bildete.

Um die verschiedene Veränderung des Widerstandes des Eisens bei Magnetisirung in verschiedenen Richtungen zu vergleichen, wurden

an ein dünnes Eisenblech von $1\frac{1}{2}$ Zoll im Quadrate, Fig. 254, in *b* dicke Kupferelektroden gelöthet, ebenso in *c* ein zum Galvanom führender Draht, und dicht neben der Ecke *g* beiderseits die E und *e* eines Drahtes, auf de Klemmschraube *F* sich verschob, mit dem anderen Drahtende d vanometers verbunden war. Di wurde so lange befeilt, bis da vanometer beim Durchleiten eine mes vermittelst der Elektroden *b* keinen Ausschlag zeigte, al Linie *cg* eine Linie gleichen tials war.

Fig. 254.

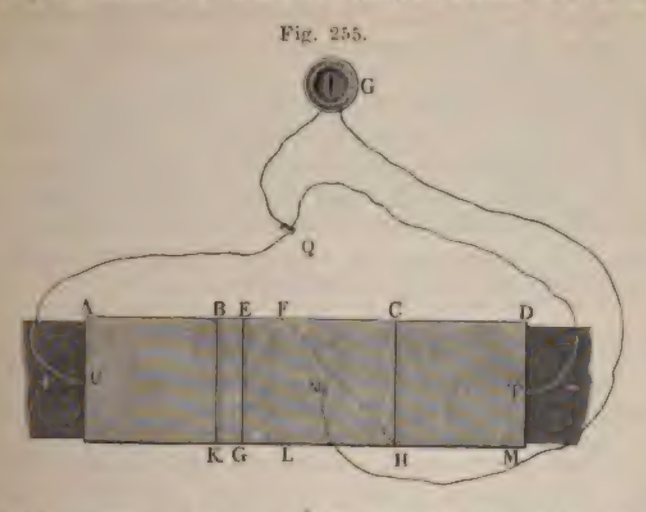


Die so vorgerichtete Eise wurde auf ein mit Papier bed Kupferblech gelegt, dessen Ränd die Polflächen eines Ruhmk schen Elektromagnetes aufgelegt und der Strom eines grossen Dat schen Elementes durch die Eisenplatte geleitet, wodurch sie bed erhitzt wurde. Dennoch blieb die Nadel des Galvanometers au Wurde aber der Elektromagnet durch den Strom von sechs elementen erregt, gleichviel in welchem Sinne, so wich sie au die Klemme *F* musste verschoben werden, um sie wieder au zu bringen. Die Linie gleichen Potentials hatte sich ein weni Linie *cb* genähert, so dass ihr zwischen *e* und *d* liegendes End $\frac{1}{240}$ Zoll gegen *d* vorgeschoben war. So ist also der Widersta Platte in der äquatorialen Richtung von *ca* nach *be* kl als der Widerstand in der axialen Richtung von *ae* na Aehnliche Erscheinungen ergaben sich an einer kreisförmigen Pl

827 Dieses Resultat wurde noch in anderer Art nachgewiesen. Kupferblech *KBCH*, Fig. 255, waren beiderseits Eisenbleche *A* und *CHDM* gelöthet. Das Eisenblech *CHDM* wurde um die *CH* nach unten um 180° umgebogen, so dass es parallel der $CHFL_1$ lag. Sodann wurde das Blech *CHBK* um die Diagona um 180° nach oben umgebogen, dass die Fläche *ALFH* parall über der Fläche *FHC* sich befand, und endlich noch das Stück *A* um die Linie *EG* um 180° nach unten umgebogen, so dass das blech *ABLK* sich gerade unter dem Bleche *CHDM* befand, jed dass die Kante *LK* der Kante *CH* parallel war. Die Bleche w durch Papier von einander getrennt erhalten und die Punkte *U*, mit dem Galvanometer *G* verbunden, wie es die Figur angiebt. W nun durch breite Elektroden die Kanten *AL* und *DM* mit de der Säule verbunden, so konnte man durch Verschieben der Kle

reichen, dass die Nadel des Galvanometers auf Null stand. Wenn aber as zusammengelegte Blech flach auf das zwischen die Pole des Elektroagnetes gelegte Kupferblech (siehe oben) gebracht wurde, so wich die adel aus, und Klemme *N* musste verschoben werden, um sie auf Null

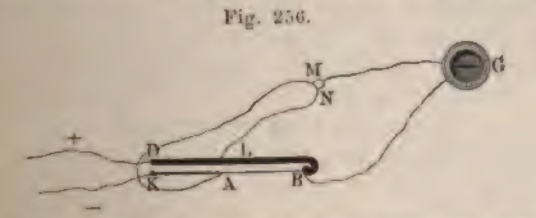
Fig. 255.



rückzuführen. Hiernach besass der Blechstreifen, in welchem der Strom axialer Richtung zwischen den Magnetpolen floss, einen relativ grösse-n Widerstand, als der Streifen, in welchem er in äquatorialer Richtung römte.

Endlich wurde ein quadratisches Eisenblech *AB*, Fig. 255, zwischen 828
m Kupferblech *KB* und ein Bleiblech *BD* gelöthet und durch diese leche in der Richtung von *K* nach *D* ein sehr starker Strom geleitet. er Punkt *B* wurde mit der einen Elektrode des Galvanometers verbunn. Punkt *A* mit einem Punkte *L* des Blechstreifens, so dass die Widerände von *KA* und *LD* gleich waren. Darauf wurden zwei sehr nahe

Fig. 256.



einander liegende Punkte *M*, *N* des Drahtes *AL* mit der anderen ktrode des Galvanometers verbunden. Die Punkte *M*, *N* waren so wählt, dass die Nadel des Galvanometers auf Null blieb. Wurden aber Blechstreifen auf das Kupferblech zwischen die Pole des Elektrognetes gelegt, so dass der Strom in ihnen äquatorial gerichtet,

der Eisenstreifen also transversal magnetisirt war, so wich die Nadel ab, wonach der **Widerstand des Eisenblechs in äquatorialer Richtung durch die Magnetisirung abgenommen hatte.**

Auch beim Nickel hat W. Thomson gezeigt, dass beim Magnetisiren sein Widerstand in äquatorialer Richtung ab-, in axialer Richtung zunimmt. Namentlich letztere Erscheinung soll beim Nickel drei- bis viermal so stark hervortreten, als beim Eisen[1]).

Bei mehreren Versuchen Thomson's wäre es sehr wohl möglich, dass die Anziehung der Pole des Elektromagnetes rein mechanisch einen Zug auf das zwischen ihnen liegende Eisenblech ausgeübt hätte, wodurch es in axialer Richtung gedehnt und dadurch in äquatorialer Richtung zusammengedrückt worden wäre. Hierdurch könnte sich auch schon eine entgegengesetzte, aber doch nur secundäre Aenderung des Leitungswiderstandes nach den beiden Richtungen erklären.

829 Beetz[2]) hat indess entschieden eine **Zunahme des Widerstandes der magnetisirten Körper in der Richtung ihrer magnetischen Axe** beobachtet, selbst wenn die, bei den Versuchen von Thomson möglichen, secundären Einflüsse nicht wirkten. Die Widerstände der bei den §. 807 beschriebenen Versuchen verwendeten Drähte wurden unmittelbar nach Messung der Aenderung ihrer Länge durch eine Wheatstone'sche Drahtcombination bestimmt. Die Widerstände zweier constanter Zweige der Leitung verhielten sich wie 1 : 10; in die beiden anderen Zweige war der zu untersuchende Eisendraht und ein Rheochord eingeschaltet; der Widerstand des Drahtes wurde bis auf 0,0005 bestimmt, derselbe sodann magnetisirt und die Bestimmung wiederholt. Die Zunahme des Widerstandes war von der Spannung des Drahtes unabhängig; sie fand statt, mochten sich die Drähte beim Magnetisiren verkürzen oder verlängern; sie ergab sich auch, als in die vertical stehende Magnetisirungsspirale ein Eisendraht von 0,24 m Dicke eingesenkt wurde, der zwischen zwei um 1390 mm von einander entfernten horizontalen Holzscheiben 32 mal hin und her gewunden war. Die untere Holzscheibe war dabei in ihrer Mitte mit 10 kg belastet. Ebenso verhielten sich Eisendrähte von 1,3 mm resp. 0,36 mm Durchmesser, die zu Bündeln von 10, resp. 100 und 110 einzelnen, durch Guttaperchapapier von einander getrennten Drähten von 270 bis 190 mm Länge zusammengelegt und, umgeben von einem Kühlrohr, in eine 230 mm lange Magnetisirungsspirale geschoben waren. Der Widerstand nahm bei dem 1,3 mm dicken Drahte kaum, bei dem von 0,24 mm Durchmesser um $^1/_{3070}$, bei den Drähten von 0,36 mm Durchmesser im Mittel um $^1/_{1680}$ zu, als sie etwa bis zum Maximum magnetisirt waren.

Wurde ein besponnener Eisendraht von 47,5 m Länge und 0,36 Dicke in 332 Windungen, zur Vermeidung von Inductionsströmen

---

[1]) W. Thomson, Inst. 1858, p. 243*; Fortschritte d. Phys. 1858, p. [illegible]

[2]) Beetz, Pogg. Ann. **128**, p. 202, 1866*.

echselnd nach der einen und anderen Richtung, um eine Glasplatte gerickelt und diese in die Magnetisirungsspirale eingeführt, so dass der raht transversal magnetisirt wurde, so zeigte sich keine Viderstandsänderung. Hätte eine solche nur $^1/_{180000}$ betragen, so ätte man sie wahrnehmen müssen.

Nach Adams[1]) ist die Zunahme des Widerstandes des Eisens 830
ahe proportional dem Quadrate der Stromstärke. Ebenso verhält sich eicher Stahl (eine weiche Stricknadel). Dasselbe zeigt sich bei transersaler Magnetisirung. In hartem Stahl wird dagegen der Widerstand ei longitudinaler Magnetisirung vermindert und zwar ist wiederum die Verminderung dem Quadrate der Stromstärke proportional, ebenso bei ransversaler Magnetisirung.

Ein durch einen harten Stahlstab geleiteter Strom vermindert also den Widerstand desselben und vermehrt ihn beim weichen Stahl.

Auch de Lucchi[2]) hat eine Anzahl (6 bis 23) von einander iso- 831
irte kreisförmige Eisenscheiben von 249 mm Durchmesser und 0,315 mm Dicke über einander gelegt. Die correspondirenden Enden der über einnder liegenden Durchmesser der Scheiben wurden je durch einen anelötheten Eisendraht von 40 cm Länge und 0,8 mm Dicke verbunden, dass also an der obersten und untersten Scheibe zwei Drähte frei lieben. Dasselbe geschah mit den auf den ersten senkrechten Durchessern. Alles war gut isolirt und mit einem quadratischen Holzrahmen edeckt, dessen Kante dem Durchmesser der Scheiben gleich war. Von den ittleren Stellen der Seiten des Holzrahmens gingen im rechten Winkel wei Holzstreifen aus, auf welchen die Eisendrähte befestigt waren. Um iese Streifen und den Rahmen wurde von oben nach unten, von einem Streifen anfangend, ein mit Kautschuck bedeckter Kupferdraht gewickelt, dessen Enden in Quecksilbernäpfe tauchten. Die Wickelung war derart, dass die Scheiben in der Richtung des einen Durchmessers axial, in der darauf senkrechten äquatorial magnetisirt waren. Der Widerstand der Scheiben und Drähte in der einen oder anderen Richtung wurde nach der Wheatstone'schen Methode bestimmt, welche gestattete, Differenzen des Widerstandes von $^1/_{7250}$ zu messen. Die Contacte geschahen nur momentan. Temperaturänderungen wurden vermieden, auch wurde zwischen zwei Versuchen eine gewisse Zeit gewartet.

Nach diesen Versuchen vermehrt sich wiederum durch die Magneisirung der Widerstand in axialer und vermindert sich in äquatorialer Richtung; die Aenderung durch die Magnetisirung beträgt etwa $^1/_{2765}$.

Der Grund dieser Erscheinungen ist nach Beetz vielleicht der, 832
ass durch die magnetische Anziehung der axial gerichteten Molecüle des

---

1) W. G. Adams, Proceed. Roy. Soc. Juny 17, 1875*; Phil. Mag. [5] 1, p. 153, 76*. — 2) de Lucchi, Atti del R. Ist. Ven. 8, 1882, p. 17*; Beibl. 7, p. 314*.

Stabes gewisse Atomgruppen sich einander nähern und sich von andern entfernen und so zwischen den ersteren und letzteren grössere Zwischenräume entstehen, welche dem Durchgange des Stromes einen grösseren Widerstand darbieten. — Aehnlich ist z. B. der Widerstand eines mit Eisenfeilen gefüllten Glasrohres beim Magnetisiren in Folge der axialen Aneinanderreihung der Eisenfeile kleiner, als vorher, namentlich wenn durch Erschütterungen die Lagerung der Theile erleichtert wird[1].

833 Da sich beim Hindurchleiten eines Stromes durch einen Eisendraht die Molecüle transversal, bei der Magnetisirung in axialer Richtung axial einstellen, so hängt es ganz von dem Verhältnisse der Intensitäten des magnetisirenden und des bei der Bestimmung des Widerstandes durch den Draht geleiteten Stromes ab, welche Einstellung überwiegt. Je nach den Verhältnissen kann also der Widerstand verschieden gross erscheinen[2]. Auch wenn die Molecüle durch abwechselnde Wirkung des magnetisirenden und hindurchgeleiteten Stromes im einen oder anderen Sinne beweglicher gemacht werden, und dann die beiden Ströme die Molecüle stärker drehen, können die Widerstände unter äusserlich gleichen Bedingungen verschieden erscheinen.

Diese Anschauungen werden auch durch Versuche von Auerbach[3] bestätigt, bei denen die in der Axe einer auf eine Glasröhre gewundenen Spirale magnetisirten Eisendrähte durch eine Papier-, Glas- und Kautschukhülle vor der sehr störenden Erwärmung durch den Strom in der Spirale geschützt wurden und der Widerstand nach der Wheatstone'schen Methode gemessen wurde.

Je nach den Verhältnissen waren die Resultate verschieden. Bei hartem Stahl nimmt der Widerstand stetig mit wachsender Längsmagnetisirung ab; beim weichen Stahl und Eisen ist der Widerstand im unmagnetischen Zustand am kleinsten, so dass der gleiche Widerstand bei zwei magnetischen Zuständen, einer gewissen Längsmagnetisirung und einer gewissen Circularmagnetisirung durch den hindurchgeleiteten Strom eintritt.

Hierbei kann auch die Dicke der Drähte von grossem Einfluss sein, da sich mit derselben das Längsmoment und die Circularmagnetisirung verschieden ändern. Auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes bleiben dauernde Veränderungen der Leitungsfähigkeit zurück[4].

834 Herwig[5]) hat bei längerem Durchleiten eines Stromes ein langsames Wachsen des Widerstandes von Eisen- und Stahlstäben

---

[1]) Beetz, l. c. — [2]) G. Wiedemann, Galvanismus 2. Aufl. 2 [1], p. 1874*. — [3]) Auerbach, Wied. Ann. 5, p. 289, 1878*. — [4]) Bei diesen Versuchen darf man die Widerstände nicht unter Anwendung momentaner Ströme bestimmen, da bei der Richtung der Molecularmagnete durch dieselben in den Drähten sehr störende Extrainductionsströme entstehen. — [5]) Herwig, Pogg. Ann. 153, p. 115, 1874*.

namentlich bei ersteren (in einem Tage etwa um 1/1000) beobachtet. lich ist bei diesen Versuchen ein Einfluss der Erwärmung der Dräht ihre Structur nicht ausgeschlossen.

Bei Umkehrung des hindurchgeleiteten Stromes trat eine ge Schwächung des nach langer Schliessung erzeugten Widerstande

Wird die Stromintensität plötzlich gesteigert, so nimmt der W stand ein wenig ab, umgekehrt nimmt er ein wenig zu (um 1/50 1/20000), wenn die Intensität vermindert wird.

An nicht magnetischen Metallen haben Balfour-Stewart Schuster[1]) eine Wirkung des Magnetismus auf den Widerstand chtet. Ein mit Guttapercha überzogener Kupferdraht wurde um die ines starken, durch sechs Grove'sche Elemente erregten Elektro ets gewunden und sein Widerstand mittelst der Wheatstone'. rahtcombination gemessen. Wurde der Magnet erregt, so schie chst als erste Wirkung mit wachsender Magnetisirung der W and grösser zu werden, aber nach der Erregung der Magnetis leiner zu sein (in einzelnen Fällen auch grösser). Bei Umkehrun agnetismus war der Widerstand auch anfangs grösser, wurde iederum nachher kleiner. Ebenso verhielten sich Stücke von C lei und Graphit. Auerbach (l. c.) fand eine sehr schwache Zun s Widerstandes von Kupferdrähten bei sehr starker Magnetisirun Weitere Versuche müssen darüber entscheiden, in wie weit diese Er ungen primärer Natur oder secundären Ursachen, z. B. Temperatur ungen, zuzuschreiben sind.

Ein sehr viel empfindlicheres Reagenz für geringe Structurver ngen der Körper, als ihre Leitungsfähigkeit, ist ihr thermoelek ches Verhalten.

W. Thomson[2]) hat eine Aenderung dieses Verhaltens be gnetisirung nachgewiesen.

Eine 3 Zoll lange Spirale von 220 Windungen von Kupfer r auf einen 2 Fuss langen, horizontalen Eisendraht geschoben, Enden mit einem Galvanometer verbunden waren. Der Eisen rde in der Mitte durch eine Weingeistlampe erhitzt und die Sp wenig seitlich von der erhitzten Stelle angebracht. Wurde rom durch die Spirale geleitet, so wich die Nadel des Galvanom s, und ihre Ablenkung kehrte sich um, als die Spirale schnell r anderen Seite der erhitzten Stelle geschoben wurde. Hiernach entstehende Thermostrom durch die erwärmte Stelle in ichtung der magnetischen Axe vom unmagnetisirten E n magnetisirten Eisen. — Ferner wurde eine flache Spirale

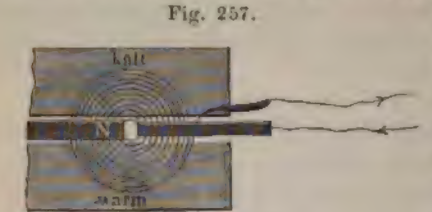
---

1) Balfour-Stewart u. Schuster, Pogg. Ann. 153, p. 205, 187

2) Thomson, Phil. Trans. 1856, 3, p. 722 u. flgde.

Eisenblechstreifen von $^1/_4$ Zoll Breite gewunden, deren Windungen
zwischengelegten Bindfaden getrennt wurden. Das innere und ä
Ende derselben wurde mit dem Galvanometer verbunden, und a
flachen Seiten wurden die ungleichnamigen Pole *N* und *S* zweier s
Stahlmagnete, wie in der Fig. 257, gelegt, so dass sie nur bis zu
Mitte reichten. Die auf
Seiten der Magnete befind
Theile der Eisenspirale w
durch eine aufgelegte heis
eine kalte Glasplatte auf
schiedene Temperaturen ge
Dabei floss ein Strom
die erhitzte Stelle i
Richtung senkrecht gegen die magnetische Axe vo
stärker magnetisirten Stellen des Eisens zu den schw
magnetisirten, von den Polen der Magnete entfernte

Fig. 257.



Endlich wurde ein in der Mitte aufgeschlitzter, langer Eisen
streifen, Fig. 258, spiralförmig um einen Holzcylinder gewund
denselben waren drei parallele, schraubenförmige Rinnen eingeg
in denen sich Kupferröhren befanden,
den Schlitz gerade ausfüllten. Der
cylinder mit den Röhren war mit Pap
klebt. Die Enden des Blechstreifens w
mit dem Galvanometer verbunden und
durch die Kupferröhre, welche unt
Schlitze, kaltes Wasser durch die Röhr
leitet, welche unter den äusseren R
des Blechstreifens lagen. Das Galvan
gab einen nur schwachen Strom an.
aber über den Holzcylinder mit dem
streifen eine Magnetisirungsspirale g
ben, welche letzteren so magnetisirte
die magnetische Axe um etwa 45°
seine Längsrichtung geneigt war,
stand ein Strom, der sich in den S
in der Richtung fortpflanzte, welche d
falle der magnetischen Axen v
heissen zur kalten Seite der
fen entsprach, oder, wenn man ei
zacklinie von einer Seite des Streifens zur anderen ziehen würde,
von dem transversal magnetisirten zum longitudinal
netisirten Eisen durch die erhitzte Stelle hindurchflo

Fig. 258.



837 Drei Stahldrähte von $^1/_{18}''$ Dicke und 2″ Länge wurden fe
wechselnd mit je einen Zoll langen Kupferdrähten zu einem

verlöthet. Durch eine kleine Magnetisirungsspirale wurden die
selnden Stahldrähte (der erste, dritte, fünfte u. s. f.) in entgegen-
er Richtung magnetisirt, während die dazwischen liegenden Stahl-
, sowie zwei längere, an die Enden des zusammengesetzten Drah-
öthete Stahldrähte unmagnetisch blieben.

er ganze, so vorgerichtete Draht wurde auf ein flaches Brett ge-
n, so dass die Stahldrähte auf den gegenüberliegenden Seiten des-
lagen. Die Enddrähte wurden mit dem Galvanometer verbunden.
die eine Kante des Brettes in Oel von der Temperatur von 100° C.
ht, so entstand ein Strom vom unmagnetisirten zum mag-
irten Stahl durch die erhitzten Stellen.

ie Einführung des Kupfers zwischen die abwechselnd magnetisirten
nmagnetischen Stahldrähte kann keinen störenden Einfluss haben.
asselbe Resultat ergab sich auch bei einem homogenen Stahldrahte,
elchem einzelne Stellen durch Streichen magnetisirt, die zwischen-
len unmagnetisch geblieben waren.

trouhal und Barus[1]), welche einen 0,8 mm dicken und 400 mm 838
ausgeglühten Eisendraht zwischen Kupferdrähte klemmten, in
223 mm langen Magnetisirungsspirale (10 Lagen von 55 Windun-
n 3 mm dickem Kupferdraht) befestigten und die Enden des Drahtes
rschiedene Temperaturen t und t_1 brachten, bestätigen beim Mag-
en des Drahtes durch den sehr starken Strom einer dynamoelek-
n Maschine nahe bis zur Sättigung, dass ein longitudinal magne-
Eisendraht thermoelektrisch positiver ist, als ein unmagnetischer.
tellt man die thermoelektromotorische Kraft durch die Formel
$(t - t_1) + b\,(t^2 - t_1^2)$ dar, so beträgt bei Temperaturänderun-
s zum Siedepunkte von Anilin und dem Schmelzpunkte des Bleies
mens-Weber'schen Einheiten

	$10^5\,a$	$10^7\,b$
Kupfer-unmagnetischer Draht	13,05	— 2,62
Kupfer-magnetischer Draht	13,08	— 2,61
Magnetisch-unmagnetischer Draht	0,037	0,015

ie Aenderung der thermoelektrischen Stellung des Eisens beim
tisiren ist also sehr unbedeutend; dabei fliesst der Thermostrom
Magnetisiren vom besseren (unmagnetischen) zum schlechteren
udinal magnetisirten) Leiter. Beim Härten ist das Verhalten ge-
ngekehrt; der Thermostrom fliesst durch die erhitzte Contactstelle
hlechteren zum besseren Leiter.

agnetisirte W. Thomson l. c. den einen Schenkel eines Hufeisens 839
ekel, dessen Länge 8 Zoll, dessen Dicke $^1/_2$ Zoll betrug, durch eine

1) trouhal und Barus, Wied. Ann. 14, p. 54, 1881*.

Magnetisirungsspirale, und erhitzte nach der Verbindung beider kel mit dem Galvanometer die Biegung des Hufeisens durch ei flamme, während die Schenkel durch umliegende Wasserbäd erhalten wurden, so floss ein Strom durch die erhitzte vom longitudinal magnetisirten Nickel zum schw magnetischen Nickel, also unter gleichen Verhältnissen en gesetzt, wie beim Eisen.

Es muss weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, zu ents in wie weit einige der hier mitgetheilten Beobachtungen etwa auf nischen, durch äussere elektromagnetische Kräfte bedingten V rungen der Torsion oder Biegung u. s. f. der Eisen- und Stahlst ruhen.

VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisir

840 Die mechanischen Bewegungen, in welche Eisen- und Sta beim Magnetisiren durch die elektromagnetischen Vorgänge im und etwaige magnetische Einflüsse auf ihre Gestalt versetzt können Schwingungen und Töne verursachen.

Zuerst beobachtete Page[1]), als er zwischen die Schenkel ein eisenförmigen Magnetes eine vertical stehende Spirale von über nem Kupferdrahte von 40 Windungen brachte, dass beim Sch und Oeffnen des durch die Spirale hindurchgeleiteten Stromes in dem Magnet entstand. Derselbe war beim Schliessen des S schwächer, als beim Oeffnen. — Hierbei werden die Schenkel de netes gegen die Spirale hingezogen oder von ihr fortgestossen un Schwingungen versetzt. — Ganz analog beobachtete Delezenne Tonerregung, als er zwischen den Schenkeln eines Hufeisenma einen Elektromagnet rotiren liess. — Ebenso lässt ein zu einem C gebogenes Eisenblech, welches in eine Spirale gesenkt ist, beim und Schliessen des Stromes in letzterer einen Ton hören, indem gleichfalls stärker oder schwächer biegt und in Schwingungen ge

841 Anderer Art ist die von Marrian[4]) beobachtete Tonerze Er befestigte Eisen- und Stahlstäbe von 0,5 bis 20 Fuss Länge un bis 2 Zoll Dicke in der Axe einer Drahtspirale. Wurde durch d ein Strom geleitet, so gaben die Stäbe ihren Longitudinalgrundtö

Auch Matteucci[5]) hat einen Eisendraht ausgespannt und denselben eine auf eine Glasröhre von 8 mm Durchmesser gew

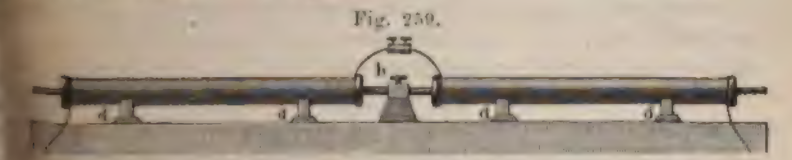
---

[1]) Page, Pogg. Ann. 43, p. 411, 1838*. — [2]) Delezenne, Bib Nouv. Sér. 16, p. 406, 1838*. — [3]) Pogg. Ann. 63, p. 530, 1838*. — [4]) Ma Phil. Mag. 25, p. 382, 1844*; Pogg. Ann. 63, p. 530, 1838*. — [5]) Matt Archives 5, p. 389, 1845*.

Kupferdrahtspirale geschoben. Der Draht war durch ein Gewicht von kg gespannt. Die Intensität des beim Schliessen, wie beim Oeffnen des Stromes in der Spirale erzeugten Tones wuchs mit der Intensität des Stromes, die Höhe des Tones blieb dabei ungeändert; ebenso als das den Draht spannende Gewicht bis zu 16 kg vermehrt wurde. Bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes durch ein Zahnrad nahm die Reinheit des Tones mit wachsender Schnelligkeit der Stromunterbrechungen zu, dann wieder ab. Wird der Stab mit zwei gleichen Spiralen umgeben, und durch beide der Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet, so entsteht kein Ton. In einem Uförmigen Eisendrahte entsteht gleichfalls ein Ton, wenn man beide Schenkel desselben mit Spiralen umgiebt und den Strom hindurchleitet; dagegen nicht beim Annähern seiner Enden an die Pole eines starken Magnetes. Unter den gleichen Bedingungen erhält man auch mit einem mit Eisenfeilen gefüllten Glasrohre Töne.

Sehr gut kann man nach Wertheim[1]) diese Töne mit dem folgenden Apparate erzeugen. Ein Eisenstab von etwa 2 m Länge, Fig. 259, wird in horizontaler Lage mit seiner Mitte in eine auf einem Resonanzboden stehende Klemme eingeschraubt. 842

Fig. 259.



Ueber seine beiden Enden schiebt man Glasröhren von etwa 90 cm Länge, die mit Drahtspiralen umwickelt sind, durch welche man einen galvanischen Strom in gleichem oder entgegengesetztem Sinne leiten kann. Aus diesen Glasröhren ragen die Enden des Stabes hervor.

Schliesst und öffnet man den durch die Spiralen geleiteten Strom, so giebt jedesmal der Eisenstab einen Ton, welcher seinem Longitudinalton entspricht, den man z. B. auch erhält, wenn man den Stab an seinen Enden reibt. Verschieden lange Stäbe von gleicher Eisensorte und 2, 1,6, 1,33 und 1 m Länge geben hierbei den Grundton, die Terz, Quinte und Octave. Der Ton ist deutlicher und schärfer beim Oeffnen als beim Schliessen des Stromes, da ersteres plötzlicher erfolgt.

Beim Durchleiten eines durch einen Interruptor oftmals unterbrochenen Stromes durch die Spirale erhält man einen continuirlichen Ton derselben Höhe, wie beim einmaligen Schliessen oder Oeffnen des Stromes.

Befestigt man an dem Ende des Stabes ein dünnes Messinghäkchen und lässt unter demselben im Momente des Oeffnens oder Schliessens des

[1]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3], 23, p. 302, 1848*; Pogg. Ann. 77, p. 43*.

magnetisirenden Stromes eine mit Kienruss überzogene Glasplatte er gleiten, so kann man vermittelst des Mikroskopes die auf letzten zeichneten Curven beobachten, welche die Longitudinalschwingung Stabes anzeigen.

Der Querschnitt der Stäbe ist ohne Einfluss auf den durch die netisirung erzeugten Ton.

Ist die magnetisirende Spirale kürzer (12 cm lang für einen i Mitte auf einem Resonanzboden eingespannten, 5 mm dicken, 126 c gen Stab), so hört man bei den Stromunterbrechungen den Grundto Stabes, wenn sich die Spirale an dem einen Ende des Stabes befinde ihre Mitte um $^1/_3$ der halben Stablänge von dem freien Ende ent so hört man die Quinte [1]).

Ist die den Stab umgebende Spirale aus zwei parallel neben e der aufgewickelten Drähten gebildet, durch welche der Strom in gegengesetzter Richtung fliesst, so ertönt bei der Unterbrechung des kein Ton, da dann überhaupt keine magnetische und elektromagne Wirkung auf den Stab ausgeübt wird. Dagegen hört man den gle Ton, wenn die beiden, zu den beiden Seiten des Einklemmungsp liegenden Hälften desselben von Spiralen umgeben sind, durch wel gleicher oder in entgegengesetzter Richtung unterbrochene galva Ströme geleitet werden, oder wenn nur durch die eine dieser Sp ein discontinuirlicher Strom geleitet wird.

Wird der Stab durch einen permanent um ihn herumgeleiteten S magnetisirt, während zugleich der den Ton erzeugende Strom unte chen wird, so ändert sich die Höhe des Tones nicht; ein Beweis, da Aenderung der Elasticität des Stabes bei der Magnetisirung zu g ist, um auf die betrachtete Erscheinung einen wesentlichen Einflus zuüben (vergl. §. 818).

Liegt der Stab nicht in der Axe der Spirale, so beobachtet neben dem weniger rein hervortretenden Longitudinalton noch einen schwachen Transversalton, hervorgebracht durch Querschwingungen gegen die Wände der Spirale hingezogenen Stabes, welche sich scho blossem Auge wahrnehmen lassen. Mit der Excentricität des S nimmt die Weite, nicht aber die Schnelligkeit dieser schwachen Tr versalschwingungen zu.

Stahlstäbe verhalten sich wie Eisenstäbe; Stäbe von nicht ma tischen Metallen und anderen Stoffen, z. B. Glas, geben dagegen nen Ton.

843 Eisen- und Stahldrähte, am besten angelassene Drähte von ¹ 3 mm Dicke, welche auf einem Monochord zwischen einer Klemme einem Wirbel so stark angespannt werden, dass sie beim sch Streichen mit dem Violinbogen deutlich den Longitudinalton geben

---

[1]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplementbd. 3, p. 129, 1864 u.

en bei der Magnetisirung durch eine sie umgebende, vom Strome durchflossene Spirale ebenfalls deutlich den Longitudinalton hören. Ist die Spannung der Drähte schwächer, so ertönt neben demselben, namentlich bei dickeren Drähten und häufigen Unterbrechungen des magnetisirenden Stromes, ein klirrendes Geräusch, welches wohl durch die transversale Ausbiegung der einzelnen, nicht in gerader Linie liegenden Theile des Drahtes bedingt ist. Sonst kann man an den Drähten die gleichen Erscheinungen beobachten, wie an den Stäben.

Eine in ihrer Mitte dicht über der Oeffnung einer mit ihrer Axe verticalstehenden Spirale befestigte, horizontale Eisenblechplatte von cm Durchmesser gab bei dem Oeffnen und Schliessen des Stromes glockenähnliche Töne, wie wenn man sie durch Herumführen eines Violinbogens um den Rand in drehende Schwingungen versetzt hätte. Eine dünne Weissblechplatte senkt sich dabei mit ihren Rändern gegen die Spirale und hebt sich wieder beim Oeffnen des Stromes, so dass die Töne auch hier auf einer elektromagnetischen Bewegung der Platte beruhen, welche durch ihre ungleiche Elasticität und die ungleiche Entfernung ihrer Ränder von der Spirale unregelmässig werden und so zur Bildung von deutlichen Knotenlinien keine Veranlassung geben. Auch ändert sich die Lage der etwa durch Anstreichen auf der Platte gebildeten Knotenlinien von Sand bei dem Einflusse der Magnetisirung nicht. 844

In den vorliegenden Fällen verändern wesentlich die beim Schliessen und Oeffnen des Stromes auftretenden und verschwindenden elektromagnetischen Anziehungen die Gestalt der Körper und versetzen sie so secundär mechanisch in Schwingungen. 845

In anderen Fällen scheinen indess die Umlagerungen der Molecüle an sich schon Schwingungen hervorrufen zu können.

Liess Ferguson[1]) z. B. einen kurzen Eisenstab in der Höhlung einer vertical gestellten Spirale durch elektromagnetische Einwirkung schweben und verband sein eines Ende mit einem Fadentelephon, so hörte er beim Durchleiten intermittirender Ströme durch die Spirale einen tickenden, den molecularen Umlagerungen entsprechenden Ton, sowohl wenn der Stab auf- und niederschwebte, als auch, wenn er festgehalten oder an beiden Enden festgeschraubt wurde. Ist die Spirale in der Mitte des langen Stabes befestigt, so ist der Ton, den Longitudinaltönen des Stabes entsprechend, scharf abgeschnitten; ist sie am Ende, so ist er mehr ein dumpfes Schlagen.

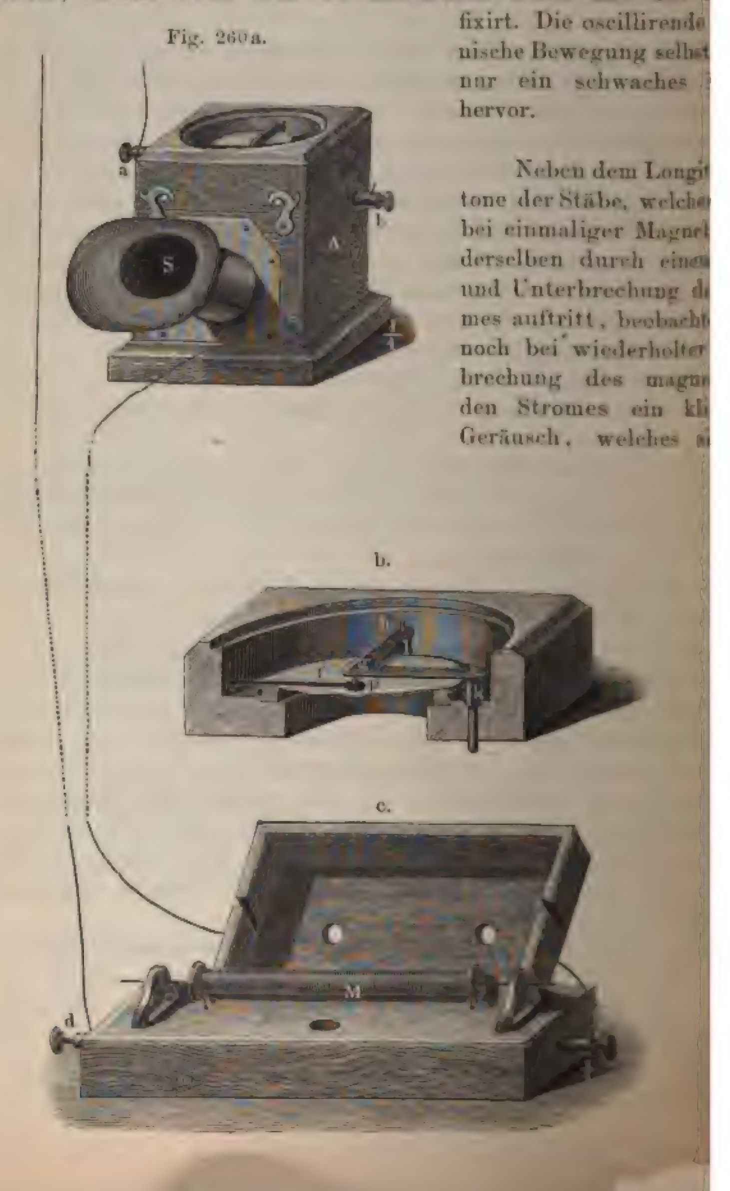
Wird ferner eine Eisenplatte zwischen Glasplatten festgekittet und mit einem Fadentelephon verbunden, so hört man nach Ferguson noch deutlich einen Ton, wenn sich dieselbe neben einer von unterbrochenen Strömen durchflossenen Spirale befindet.

---

1) Ferguson, Proceed. Roy. Edinb. Soc. 1878, 6. März; Beibl. 3, p. 205*.

Wird endlich eine Eisendrahtspirale (ein Draht von 0,0173 Zoll
messer und 10 Fuss Länge in $^3/_4$ Zoll weiten Spiralwindungen)
aufgehängt, ein intermittirender Strom durchgeleitet und die
unten befestigt, so oscillirt sie an einer Stelle am lebhafte
und nieder. Löthet man an diese Stelle einen sehr feinen, ra
stellten Kupferdraht, der zu einem Telephon führt, so hört m
selben Ton in Folge molecularer Schwingungen, wie in einem
Drahte, ebenso wenn man die oscillirende Stelle mit den
fixirt. Die oscillirende
nische Bewegung selbst
nur ein schwaches
hervor.

Fig. 260 a.



846 Neben dem Longit
tone der Stäbe, welche
bei einmaliger Magnet
derselben durch einen
und Unterbrechung d
mes auftritt, beobacht
noch bei wiederholter
brechung des magn
den Stromes ein kl
Geräusch, welches

schnellen Unterbrechungen zu einem Tone ausbildet, dessen Schwingungszahl der der Stromunterbrechungen entspricht. Dieser Klirrton ist bei dünnen Stahlstäben viel weniger deutlich, der ursprüngliche Longitudinalton aber viel stärker und reiner, als bei Stäben von weichem Eisen.

Befestigt man, wie bei dem bereits im Jahre 1860 construirten Telephon von Reiss[1]), auf einem mit einem Schallbecher *S*, Fig. 260 a, versehenen Kästchen *A* eine Membran, die ein dünnes, durch ein Platinstreifchen *f* mit einer Klemmschraube *b* verbundenes Platinblättchen *p* in ihrer Mitte trägt, Fig. 260 b, und bringt über dem letzteren an einem mit einer Klemmschraube versehenen, metallenen Winkelstücke *hgi* eine fast das Blättchen berührende Spitze an, so wird ein durch das Winkelstück und das Blättchen gehender Strom bei dem Singen eines Tones vor dem Schallloche in Folge der Oscillationen der Membran ebenso oft geschlossen, wie der Ton Schwingungen hat. Leitet man nun den Strom durch eine, auf einem Resonanzboden befestigte, etwa 18 cm lange, aus sechs Lagen dünnen Kupferdrahtes bestehende Spirale *M*, Fig. 260 c, in deren Axe eine etwa 20 bis 30 cm lange, durch zwei Lager an ihren Enden hindurchgesteckte Stricknadel liegt, so lässt dieselbe den in den Schallbecher hineingesungenen Ton wie ein Summen ertönen. (Ueber das jetzt gebräuchliche Telephon siehe im Capitel Induction.)

Eine andere Art von **Tönen** entsteht nach Beatson[2]) und de la Rive[3]) in Eisen- und Stahlstäben und Drähten, **wenn man sie ausspannt und einen discontinuirlichen Strom hindurchleitet.** 847

Wird ein Eisenstab, wie bei den §. 842 beschriebenen Versuchen, horizontal in der Mitte befestigt, schraubt man an seine Enden Messingstückchen, welche in Quecksilbernäpfe tauchen, und senkt in letztere die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdrähte, so hört man beim jedesmaligen Oeffnen und Schliessen den Longitudinalton, welcher nicht mit dem Geräusche des dabei entstehenden Funkens verwechselt werden darf.

Bei gleicher Stromintensität vermindert sich die Stärke des Tones mit der Dicke des Stabes; ebenso wenn der Strom nur einen Theil desselben durchläuft. Bei einem 2 m langen Stabe hört man schon den Ton, wenn das vom Strome durchflossene Stück nur 1 dcm lang ist. Je näher das letztere Stück dem Einspannungspunkte des Stabes ist, desto schwächer wird der Ton.

---

[1]) Reiss, Jahresber. d. phys. Vereins zu Frankfurt a. M. 1860 u. 1861*; ... Kuhn's Angewandte Elektricitätslehre 2, p. 1020, 1866*. — [2]) Beatson, ...r. Mag. April 1846*; Arch. de Genève 2, p. 113*. — [3]) De la Rive, Compt. ... 20, p. 1287, 1845*; Pogg. Ann. 65, p. 637*.

Ist der Stab nicht eingeklemmt, sondern frei beweglich, z. B. er auf einem Schwimmer befestigt ist, so bemerkt man keine Versch desselben beim Durchleiten des Stromes.

Die Schwingungen magnetischer Stäbe durch alternirende hin geleitete Ströme werden intensiver, wenn man an ihren Enden s Massen anbringt. Man befestigt z. B. hierzu einen 6 bis 8 cm l 1 bis 2 mm dicken Eisendraht mit dem einen Ende an einem Bre lastet ihn am anderen Ende und verbindet beide Enden mit d leitern zur Säule[1]).

Stäbe von nicht magnetischen Metallen geben hierbei kein (De la Rive giebt das Gegentheil an; es sollen indess K Messing-, Platin- und Argentandrähte nur bei schwacher, Blei-, und Zinndrähte nur bei starker Spannung einigermaassen stark geben.)

848 Drähte von Eisen und Stahl geben bei starker Spannung zw zwei Klemmen, welche mit den Polen der Säule verbunden werd gleichen Erscheinungen. Ein harter Eisendraht giebt einen sch ren, ein weicher einen stärkeren Ton, als der beim Herumleiten Stromes um die Stäbe erzeugte ist; ein Stahldraht einen sehr sch Ton[2]).

Fliesst durch die Drähte während des abwechselnden Durchl eines Stromes zugleich ein permanenter Strom, so ist der enstehen in Folge der Verminderung der Elasticität durch die Erwärmu Drahtes etwas tiefer.

Ist der Draht nicht stark angespannt, so hört man nur ein l nes Geklirr.

Man darf bei diesen Versuchen die Schliessung und Unterbr des Stromes nicht in der Weise vornehmen, dass man den Stab mi einen Leitungsdraht der Säule dauernd verbindet und dann dir dem anderen berührt. Man hört hierbei ein mehrere Secunden andauerndes Geklirr, dessen Tonhöhe von der Dicke des Stab abhängig ist. Dieser Ton ist wahrscheinlich indirect durch die B des beim Berühren des Stabes mit dem Leitungsdrahte entsteh Funkens bedingt. Er zeigt sich am deutlichsten, wenn der zu den Stab gebrachte Draht mit dem positiven Pole der Säule v den ist.

Wird endlich ein Stab oder ein Draht zugleich durch einen h geleiteten Strom magnetisirt, und ein Strom direct hindurchgeleit werden ebenfalls Töne erzeugt, welche sowohl durch die elektrod schen Wirkungen, als auch durch die besondere Wirkung des de durchfliessenden Stromes erzeugt sein können.

---

[1]) Ader, Compt. rend. 88, p. 641, 1879*; Beibl. 3, p. 642* — la Rive, l. c.

Ist der herumgeleitete, wie der durchgeleitete Strom unterbrochen, ıört man starke Längstöne.

Ist der erstere nicht unterbrochen, so ertönt ein starker Längston, reilen dabei ein etwas tieferer Ton.

Ist der erstere unterbrochen, der durchgeleitete Strom stetig, so hört n in Stäben und dickeren Drähten denselben Ton, in dünneren Dräh- ı einen etwas tieferen Ton. Bei häufigen Unterbrechungen hört man ei Töne, indem der der Schliessung entsprechende Ton etwas höher ist, der dem Oeffnen des Stromes entsprechende [1]).

Abgesehen von den elektrodynamischen und elektromagnetischen ziehungen, welche bei allen bisher beschriebenen Versuchen eine ıwingungsbewegung der Drähte und Stäbe einleiten können, könnten :h hier sehr wohl die Umlagerungen der Molecüle, welche wir so- hl beim Hindurchleiten, als auch beim Herumleiten eines Stromes ch einen Eisenstab beobachten, Schwingungsbewegungen veranlassen.

Eine von diesen Arten der Tonerzeugung abweichende Tonbildung 849
de la Rive [2]) beobachtet. Er brachte an die Pole eines Stahl- r Elektromagnetes Stäbe von 18 Zoll Länge und 9 bis 10 Linien Quadrat Querschnitt von verschiedenen Metallen, Eisen, Zinn, Blei, k, Wismuth, und leitete durch sie den unterbrochenen Strom einer le von 5 bis 10 Grove'schen Elementen. Die Stromunterbrechung nte durch einen selbstthätigen Quecksilbercommutator (siehe die chreibung des Inductoriums) oder ein Zahnrad stattfinden. Die be liessen eine Reihe von Schlägen hören, welche mit den Unter- chungen des Stromes zusammenfielen oder zuweilen einige Secunden lauerten. Ihre Lage vor den Polen war gleichgültig, mochte ihre Axe t der Verbindungslinie derselben zusammenfallen oder auf dersel- ı senkrecht sein. — Man kann die Stäbe auch in die Axe einer ı Strome durchflossenen Spirale legen und erhält dieselben Erschei- ngen.

Auch ganz dünne Platindrähte und Goldblättchen, welche auf eine splatte geklebt sind, ertönen beim Durchleiten eines discontinuirlichen omes zwischen den Magnetpolen; ebenso feine Pulver von Kupfer, ık, Wismuth und Antimon, welche in Glasröhren von 1 cm Durch- sser gefüllt sind. Ebenso tönen Röhren von Metall, Ringe und Spira- aus Drähten beim gleichen Verfahren. Auch Quecksilber giebt Töne, ın es in einer 10 Zoll langen, 1 Zoll weiten Röhre zwischen Platin- hten dem Einflusse des Stromes ausgesetzt wird oder sich in einem nen Troge befindet. Im letzteren Falle bemerkt man eine zitternde regung auf seiner Oberfläche. Sogar ein mit Quecksilber gefülltes,

---

[1]) Wertheim, l. c. — [2]) De la Rive, Phil. Trans. 1847, 1, p. 39*; Pogg. . 76, p. 270*; Arch. des Sc. phys. et nat. 25, p. 311, 1866*; Pogg. Ann. 128, ı2*; Ann. de Chim. et de Phys. [4], 8, p. 305, 1866*.

10 m langes Kautschukrohr, dessen Enden in zwei mit Quecksilber füllte, mit den Drahtelektroden verbundene Flaschen tauchen, wenn seine Mitte auf die Pole eines Elektromagnetes gelegt wird. Auch Salzwasser oder verdünnte Schwefelsäure, welche in einer Pl schale auf die Pole des Elektromagnetes gesetzt werden, geben bei bindung der Schale und einer in die Flüssigkeiten tauchenden Me spitze mit den Polen der Säule und abwechselnder Unterbrechung Stromes einen Ton.

Wird feines Coakspulver oder auch feines Pulver von Ku Zink u. s. f. zwischen zwei auf eine polirte Glasplatte in einem stand von 15 cm aufgeklebte Metallstreifen gebracht, und durch selbe der durch eine verdünnte Luftschicht von 5 bis 6 mm D unterbrochene Inductionsstrom eines Ruhmkorff'schen Apparates leitet, so dass hauptsächlich nur der einseitig gerichtete Oeffnungsst hindurchgeht, so ordnet sich das Pulver in einzelne, gegen die Richt der Entladung senkrechte Streifen. Wird die Glasplatte auf den eines Elektromagnetes gelegt, so geräth das Pulver in Oscillationen man hört einen Ton, während kleine Funken zwischen den getren Theilchen circuliren. Aber auch wenn die Funken durch Anhäuf einer grösseren Pulvermasse in Form eines Daches vermieden wer ertönt das Pulver und zeigt an den Rändern Erschütterungen.

850 Diese Töne können nicht von den Funken herrühren, welche beim Ö nen und Schliessen des durch die Stäbe u. s. f. geleiteten Stromes in Unterbrechungsapparate erzeugt werden, da sie auch auftreten, w sich der Interruptor in einem anderen Zimmer und einem anderen St werke befindet.

Auch von einfachen elektromagnetischen Anziehungen und Abstoss gen sollen sie nach de la Rive nicht wohl bedingt sein können, da spannte und nicht gespannte und zu Spiralen gewundene Drähte, ja sel Bleidrähte und Quecksilbermassen den gleichen, der Zahl der Unt brechungen entsprechenden Ton geben.

De la Rive glaubt deshalb, dass sich die Theilchen der Kör unter Einfluss eines Magnetes oder eines Stromes in gewisser Weise ordnen, und dass diese Anordnung beim Hindurchleiten eines Stro oder Aufheben der Magnetisirung temporär geändert wird. — Es w indess doch noch zu untersuchen, inwiefern hierbei die elektromagn schen Wirkungen des Magnetes auf die die Körper durchfliessenden Str secundäre Bewegungen ihrer Theile und somit auch Töne erzeu können.

Der Ton, welchen de la Rive[1]) erhielt, als er durch eine Spi von übersponnenem Kupferdraht einen discontinuirlichen Strom lei

---

[1]) De la Rive, Compt. rend. 20, p. 1287, 1845*; Pogg. Ann p. 637*.

n durch die Schwingungsbewegung bedingt sein, welche durch die iehung der einzelnen Windungen derselben gegen einander beim smaligen Hindurchleiten des Stromes und ihre darauf folgende Rückr in ihre Ruhelage beim Oeffnen verursacht wird.

Einen solchen Ton kann man aus demselben Grunde in einer gelossenen, die erstere Spirale oder einen Eisenstab umgebenden, aber nicht berührenden Spirale hören, wenn man sie nach Ferguson[1]) t einem Fadentelephon verbindet. Man hört den Ton nicht, wenn die irale offen ist.

Die Töne beim Durchleiten von intermittirenden Strömen durch ihte aus nicht magnetischen Metallen haben wir schon Bd. II, §. 470 ähnt.

---

[1]) Ferguson, Proc. Roy. Edinb. Soc. 1878, 6. März. Beibl. 3, p. 205*.

Fünftes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur Wärr

I. Einfluss der Temperaturänderungen auf de Magnetismus.

851 Wird ein temporär oder permanent magnetisirter Stab erw oder abgekühlt, so ändert sich sein magnetisches Moment.

Der temporäre Magnetismus des weichen Eisens ni bei Einwirkung gleicher magnetisirender Kräfte mit der Tempera erhöhung bis zu einer bestimmten Grenze zu.

Ueber diesen Punkt sind manche Versuche angestellt worden denen man sich des Erdmagnetismus als magnetisirender Kraft bedi

Für mässige Erwärmungen bis auf 100° hat Kupffer[1]) dies scheinungen untersucht. Eine Magnetnadel wurde an ungedrehten Se fäden über der Mitte eines 0,496 m langen, weichen Eisenstabes 0,03 m im Quadrat Dicke aufgehängt. Der Stab lag in der Ric des magnetischen Meridians, wurde durch ein Wasserbad auf 10 wärmt und dann wieder auf die Lufttemperatur abgekühlt. Die I n_1 von je 300 Schwingungen der Nadel ergab ein Maass für s jedesmaligen Magnetismus m, nachdem vorher noch die Schwing dauer n der Nadel ohne Einfluss desselben bestimmt war. I $m = const. (n^2 - n_1^2)$.

Bezeichnet man mit m_1 m_2 m_3 die Magnetismen des Stabes b Lufttemperatur, mit μ_1 μ_2 dieselben bei 100°, so ergab sich au Versuchen:

bei 16,25°	bei 100°
$m_1 = m_1$	$\mu_1 = 1{,}1291\, m_1$
$m_2 = 1{,}01939\, m_1$	$\mu_2 = 1{,}01939\, m_3$
$m_3 = 1{,}037754\, m_2$	

[1]) Kupffer, Kastner's Arch. 6, p. 194, 203, 1825*.

Hiernach ist der temporäre Magnetismus des weichen .sens bei höheren Temperaturen grösser, als nach dem :kalten.

Indess gilt dieser Satz nur bei der ersten Erwärmung des isens. Nach einigen von mir angestellten Experimenten, bei denen Eisenäbe von 237 mm Länge und 13,2 mm Dicke, welche in eine Zinkblechöhre eingelegt waren, ganz wie §. 461 beschrieben ist, in eine Magneisirungsspirale eingeschoben wurden, die vor einem magnetisirten tahlspiegel aufgestellt war, nimmt stets bei der ersten Temperaaränderung das temporäre Moment der Eisen- und Stahltäbe zu, gleichviel, ob die Stäbe während des Magnetisirens die Luftemperatur (16,5° C.) hatten und dann durch einen durch das Blechrohr eleiteten Dampfstrom auf 100° erhitzt wurden, oder ob sie bei 100° agnetisirt und dann durch einen Strom kalten Wassers abgekühlt wuren. Bei wiederholten Erwärmungen und Erkältungen zwischen 20 und 00° ändert sich das Moment nur noch sehr wenig; es ist bei den nieeren Temperaturen ein wenig grösser als bei den höheren, indess etwa ur um ½ Procent. 852

Das analoge Resultat hat Gaugain[1]) erhalten, als er an einen Magetpol einen durch eine Weingeistlampe erhitzten Stab mit seiner Mitte ılegte und von seinen Enden während des Erkaltens eine Inductionsirale abzog. Das Moment stieg nur von 42 auf 43,8. Wurde aber der ab vom Magnet abgenommen und sofort wieder angelegt, so war das oment nur noch 34.

Mit steigender Temperatur ist auch das beim Abkühlen zurückleibende temporäre Moment grösser, selbst bei der Erwärmung auf so ohe Hitzegrade, dass dabei das temporäre Moment wieder abnimmt, enn dieselben nur unter der Temperatur des Blauanlaufens bleiben.

Bei weichen und glasharten, temporär magnetisirten Stahltäben gestaltet sich die Erscheinung bei wiederholtem Erwärmen und bkühlen ein wenig anders. Bezeichnen M_0 M_{100} M'_0 M'_{100} die nach ander bei den Temperaturen $t = 0$ und 100° beobachteten temporen Momente, $I + M$ ihre Momente mit Einschluss des Momentes der agnetisirungsspirale, so ergab sich bei meinen Versuchen[2]): 853

I. Glasharter Stahlstab.

a) Bei 0° magnetisirt.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°
$I + M =$	338,8	384	381,5	395,5	390,5	401	395,5	405

[1]) Gaugain, Compt. rend. 80, p. 297, 1875, auch 82, p. 685, 1876*.
[2]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 122, p. 346, 1864*.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°
$I + M =$	398,5	407,5	401	410,5	403,5

b) Bei 100° magnetisirt.

$t =$	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$I + M =$	413,5	418,2	430	423,5	433,2	426	435	428,5	437,5	430,2	439,5	432,2

II. Weicher Stahlstab.

a) Bei 0° magnetisirt. $I = 94{,}3$.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$I + M =$	295	327	326	332,5	330	335	332

b) Bei 100° magnetisirt.

$t =$	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$I + M =$	361,2	370,6	378,5	376,2	381	377,5

III. Sehr weicher, oft ausgeglühter und langsam erkalteter Stahlstab.

1) Bei 0° magnetisirt. $I = 120$.

$t =$	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°	100°	0°
$I + M =$	402	433	437,5	438,5	442,5	441,8	445	444	447	446	449

In der folgenden Tabelle entsprechen die Werthe M_0, M_{100} … den den Stäben bei 0° ertheilten und bei dieser Temperatur und dann bei 100° und 0° beobachteten temporären Magnetismen, die Werthe

, N'_0 den temporären Magnetismen derselben nach 15 maligem Er-
men auf 100° und Abkühlen auf 0°.

	M_0	M_{100}	M'_0	N_0	N_{100}	N'_0
Glasharter Stahlstab	—	306	291,5	291,5	309	291
Oft ausgeglühter, sehr weicher Stahlstab Nr. 1	298	320	323	325,5	324	326
Desgl. Nr. 2	282	313	317,5	329,2	326,8	330

Durch Versuche war bewiesen, dass nicht etwa durch Veränderun- der Stromintensität in Folge der durch die Erwärmung bewirkten ahme des Widerstandes der Spirale die Unterschiede der Werthe N_0 N_{100} bedingt wurden.

Wurden die Stäbe nach einander Strömen von verschiedener Inten- I ausgesetzt und wurde ihr magnetisches Moment M_0, M_{100}, M'_0 den Temperaturen 0 und 100° beobachtet, so ergab sich:

I. Harter Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

I	M_0	M_{100}	M'_0	M_{100}/M_0
61,2	98,4	117,4	112,6	1,20
88,4	133,8	165,4	158,4	1,24
129	198	244	235,2	1,23
163,7	263,8	317	303	1,25

II. Weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

67	127,5	151	148	1,184
85,1	173,4	198,4	194,8	1,144
111,3	238,7	271,7	267,2	1,140
138,5	312,5	351,7	345,7	1,125

III. Weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

32	64	79,5	82	1,24
53	121,8	137,8	140,3	1,13
81	199,5	222,5	227	1,11
106	275,5	303	308,3	1,10

IV. Sehr weicher Stahlstab, bei 0° magnetisirt.

I	M_0	M_{100}	M'_0	M_{100}/M_0
33,5	61,5	76	79,5	1,23
56,5	122	139,5	142	1,14
88	200,5	224,5	230,2	1,12
118	282	313	317,5	1,11

854 Aus diesen Versuchen folgt:

Ein bei einer beliebigen Temperatur temporär magnetisirter S stab gewinnt bei der ersten Temperaturänderung jedesmal an te rärem Magnetismus, mag dieselbe in einer Erwärmung oder einer kühlung bestehen. Bei wiederholten Temperaturänderungen und be Rückkehr auf die Anfangstemperatur ist noch längere Zeit ein langsames Wachsen des temporären Magnetismus bemerkbar.

Nach sehr häufig wiederholten Temperaturänderungen wird Magnetismus der Stäbe bei der Rückkehr auf dieselbe Temperatur und mehr constant. Dabei verhalten sich sehr harte und weiche S stäbe verschieden. Erstere zeigen bei den höheren Temperaturen grösseres temporäres magnetisches Moment, als bei niederen, let dagegen besitzen bei niederen Temperaturen ein grösseres Mom

Dieser Unterschied lässt sich auch schon bei den ersten Tempe änderungen neben der dabei erfolgenden allmählichen Zunahme des porären Magnetismus erkennen.

Bei wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme, also des ursprünglichen temporären Magnetismus der Stäbe, nehmen die d Temperaturänderungen hervorgerufenen Aenderungen des temp Magnetismus zu. Soweit sich aus den vorliegenden Versuchen erke

[1]) Gaugain (Compt. rend. 83, 896, 1876*; Beibl. 1, p. 119, 433*) h den Pol eines Elektromagnetes Stahlstäbe gelegt, dieselben erwärmt, a schiedenen Stellen mit einer Inductionsspirale umgeben und den beim magnetisiren entstehenden Inductionsstrom bestimmt. Die Versuche geb die Differenz des temporären und permanenten Momentes und gestatte der Complicirtheit der Bedingungen keine genaueren Schlüsse. Danach b Stäben, die eine geringe vorübergehende Aenderung des temporären Mo mit der Temperaturerhöhung erleiden, bei Magnetisirung bei 300° der t räre Magnetismus grösser, bei Stäben, die eine grosse vorübergehende A rung des Momentes erfahren, aber kleiner als bei Magnetisirung bei ge licher Temperatur. Ferner wächst (Compt. rend. 82, p. 1422, 1876*) beim Erwärmen bei Sheffieldstahl das temporäre Moment nur bis etwa 1[illegible]° C nimmt dann wieder ab, bei Allevardstahl wächst es bis über 300°. Bei w holten Temperaturänderungen beträgt die dauernde Zunahme des temp Moments bei der Rückkehr auf die Magnetisirungstemperatur (2[illegible]°) bei Sh stahl 76 Procent, die vorübergehende Abnahme beim Erwärmen zwisch und 300° nachher 27 Procent. Bei Allevardstahl betragen diese Werte [illegible] 11,8 Procent (siehe auch Compt. rend. 82, p. 685, 1876*).

st, sind dieselben beim harten Stahl innerhalb gewisser Grenzen so
mlich dem ursprünglichen Magnetismus bei 0° proportional, beim
ichen Stahl wachsen sie etwas langsamer, als dieser Proportionalität
tspricht.

Hiermit hängen auch einige Beobachtungen von Faraday[1]) zu- 855
mmen, bei denen er Eisen- oder Kobaltstäbchen in einem auf ver-
hiedene Temperaturen erwärmten Bade von Olivenöl zwischen die Pole
nes Magnetes hängte und die Torsion des sie tragenden Fadens
stimmte, welche erforderlich war, um sie um 180° herumzuwerfen.
ieselbe gab ein Maass für die magnetischen Momente. — Bei dem
senstabe zeigte sich zwischen 0 und 140° kaum eine Abnahme, bei
nem Nickelstab eine langsame Abnahme der Magnetisirung. — Bei
m Kobaltstabe nahm nach dem Erhitzen der Magnetismus zu, beim
kalten ab, so jedoch, dass der Stab dann noch eine permanente Zu-
hme an Magnetismus von etwa $^1/_{18}$ behielt. Wurde der Stab um-
kehrt, so war die frühere schwächere Magnetisirung hergestellt.

Durch Versuche an einem 222 mm langen, 2,6 mm dicken ausge- 856
ühten Eisenstab, welcher in einer 260 mm langen Spirale vor einer
iegelbussole durch herumfliessendes Oel erhitzt und magnetisirt wurde,
nd Waszmuth[2]), dass der Stab für kleinere magnetisirende Kräfte
i höherer Temperatur eine grössere Magnetisirbarkeit besitzt und der
endepunkt dabei für viel kleinere magnetisirende Kräfte auftritt, das
ment bei demselben bei 118° etwa um 3 Proc. kleiner und das Ver-
ltniss desselben zur entsprechenden Stromintensität immer grösser
rd. Die Curven für die Magnetisirungsfunction in ihrer Abhängigkeit
n den auf der Abscissenaxe aufgetragenen Stromintensitäten für die
mperaturen 20 und 130 bis 140° schneiden sich in einem Punkte, des-
Abscisse etwa $^3/_4$ von der des jeweiligen Maximums der ersteren ist.
wiederholtem Erwärmen und langsamem Abkühlen werden die Aende-
gen des Stabes durch Temperaturänderungen kleiner, so dass die
gnetisirungscurve für niedere Temperaturen hinauf-, für höhere her-
rrückt und sich beide einander nähern.

Bei anderen Versuchen von Waszmuth wurden die in einer 857
erseits geschlossenen Glasröhre liegenden Stäbe durch eine unter
Spirale gestellte Weingeistflamme erhitzt. Zur Bestimmung der
mperatur war an das offene Ende der Röhre ein Capillarrohr ange-
molzen, dessen Ende nach dem Erhitzen geschlossen und nach dem
kühlen unter Quecksilber abgebrochen wurde. Das hineinsteigende
ecksilber sowie der Druck wurden gemessen.

1) Faraday, Exp. Res. Ser. 30, §. 3424. 1855*; Pogg. Ann. 100, p. 452*.
Waszmuth, Wien. Ber. 82 [2], p. 217, 1880*; Beibl. 5, p. 66*.

Waszmuth[1]) stellt hiernach die Formel auf:

$$\frac{\mu_t - \mu_0}{\mu_0} = \frac{t}{1 + B_0 t}\left(\frac{A_1 - A_2 t \mu_0}{i_0} - B_0\right) \quad . \; . \; . \; . \; .$$

wo B_0, A_1, A_2 Constante, μ_0 und μ_t die Magnetismen bei 0 und t^0, die Stromintensität ist. Diese Formel ist aus einer Vorstellung heraus e wickelt, wonach durch die Erwärmung einmal die Einwirkung der magnetisirenden Kraft entgegenwirkenden freien magnetischen Mas auf ein Theilchen und die Wechselwirkung der Theilchen unter einan sodann auch das Moment jedes Theilchens selbst vermindert wird.

Trägt man die Werthe i_0 als Abscissen, μ_0 und μ_t als Ordina auf, so ist für den Durchschnittspunkt beider Curven für μ_0 und μ_t, de Abscisse i_1, dessen Ordinate μ_1 ist: $(A_1 - A_2 t \mu_1)/i_1 = B_0$. Dann w

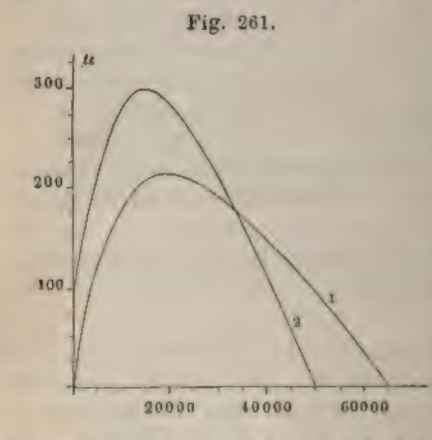
$$\frac{\mu_t - \mu_0}{\mu_0} = \frac{i_1 - i_0}{i_0}\,\frac{t}{1 + B_0 t}\left(B_0 + A_2 t\,\frac{\mu_1 - \mu_0}{i_1 - i_0}\right) \quad . \; .$$

i nimmt mit wachsendem t ab.

Das Verhältniss $(\mu_t - \mu_0)/\mu_0 : (i_1 - i_0)/i_0$ steigt innerhalb angewandten magnetisirenden Kräfte fast bis auf die Hälfte, was Folge der Abnahme der Wirkung der freien Magnetismen ist. Bei ei Ringe, wo diese nicht auftreten, wäre $A_2 = 0$ und das Verhältn constant.

Für kleinere Werthe von μ_0, welche den Kräften i_0 proportio sind, ist dann auch $\mu_t - \mu_0$ nahe constant. Wo also die Curven μ_t und μ_0 gerade sind, sind auch nahezu parallel, womit Versuche übereinstimmen. Erhitzungen gingen dabei über 500°.

Fig. 261.



Die Gleichung 1) stellt Gesetz der Aenderung der M netisirbarkeit für $\mu_0 = 71$ $\mu_0 = 1325$ und darüber aus dar.

Die Abnahme des M mums ist annähernd gl 0,00021 t, wenn die Magne rung bei 0 und t^0 stattfi Die Abscisse des Wendepunk nimmt aber relativ stärker ab, als das Maximum.

858 Nach den §. 647 erwähnten Versuchen von Rowland[2]) wird beim Nickel bei höheren Temperaturen der Maximalwerth der Perm

[1]) Waszmuth, Wien. Ber. 83 [2], p. 332, 1881*; Beibl. 5, p. 6
[2]) Rowland, Phil. Mag. (4) 48, p. 321, 1874*.

ität μ (§. 381) (der Wendepunkt) schon bei schwächeren Kräften er-
icht, als bei niederen. Dabei ist das temporäre Moment bei höheren
mperaturen für schwächere Kräfte grösser als bei niederen Tempera-
ren; für stärkere Kräfte aber umgekehrt. — Beim Kobalt scheint die
gnetisirbarkeit (μ) mit steigender Temperatur stets abzunehmen. Das
aximum des Momentes würde bei 20 bis 220° beim Eisen nur von $I =$
900 auf 13600, für die magnetischen Inductionen 175000 und 172000,
i Nickel dagegen von 4900 auf 3800, für die Inductionen 100000 und
000, abnehmen (vergl. §. 381).

Die Curven 1 und 2, Fig. 261, zeigen den Gang von μ mit wachsen-
r magnetisirender Kraft bei einem Nickelring 1) bei 15°, 2) bei 220° C.

Die Einwirkung sehr bedeutender Temperaturerhöhun- 859
en auf einen durch den Erdmagnetismus temporär magneti-
irten Stab ist schon vor längerer Zeit durch Scoresby[1]) beobachtet
erden. Er fand, dass eine vertical gehaltene, rothglühende Eisen-
nge die Declinationsnadel stärker ablenkt als eine kalte, und Eisen-
äbe, welche am einen Ende erhitzt werden, durch den Erdmagnetismus
diesem Ende stärker temporär magnetisch werden, als am anderen.

Verschiedene Eisensorten verhalten sich hierbei verschieden. So
merkte Scoresby, dass zwei in der Richtung der Inclinationsnadel
fgestellte Stäbe von Gusseisen und Schmiedeeisen von 25 Zoll Länge
d $1\frac{1}{4}$ Zoll im Quadrat Querschnitt oder drei Stäbe von weichem
en, weichem und hartem Stahl eine ihren Enden gegenübergestellte
clinationsnadel im Mittel folgendermaassen ablenkten:

	kalt	weissglühend	dunkelroth
Gusseisen	21° 30′	0	62°
Schmiedeeisen	40° 0′	0	55°
Weiches Eisen	15° 10′	0	41° 11′
Weicher Stahl	11° 8′	0	48°
Harter Stahl	8° 0′	0	47° 30′

Beim harten Stahl vermehrt also die starke Erwärmung am mei-
n das temporäre Moment.

Bei noch höheren Temperaturen verschwindet dagegen die Fähig- 860
it der Körper, temporär magnetisch zu werden; wie dies schon

[1]) Scoresby, Edinb. Phil. Transact. 9, p. 254*; Pogg. Ann. 10, p. 49,
7*; Gehler's Wörterb. 6 [2], p. 840*.

von älteren Physikern beobachtet worden ist[1]. — So nimmt n Becquerel[2]) der temporäre Magnetismus des weichen Eisens b dunklen Rothgluth nur um etwa $^4/_{100}$, der des Gusseisens und S dagegen stark zu, so dass sie alle nahe der Kirschrothgluth g Magnetisirbarkeit besitzen. Der Magnetismus dieser Stoffe versch dann bei der Kirschrothgluth, der des Nickels etwa bei 400° (nac raday[3]) bei etwa 340° C., nach Pouillet[4]) bei 350° C.); d Kobalts in der Weissgluth, so dass der temporäre Magnetism Kobalts noch bei Temperaturen zunehmen würde, bei denen d Eisens und Nickels schon verschwunden ist. Aehnlich, wie die k haltigen Eisensorten unter einander, sollen sich auch die kohlenh Nickel- und Kobaltsorten verhalten. — Der Magnetismus des M eisensteines wächst bis zur Rothguth, bei welcher er indess vers det, wie schon die älteren Physiker wussten.

Indess selbst bei sehr hohen Temperaturen scheint das Eisen Spuren von Magnetisirbarkeit zu bewahren. So wurde nach teucci[5]) Gusseisen, welches in einer kleinen, an dem Ende eine stäbchens gegrabenen Höhlung durch die Hydrooxygengasflamm schmolzen war, noch von den Polen eines starken Magnetes ange Der Magnetismus soll indess nur $^1/_{15000000}$ (?) von dem des Eise gewöhnlicher Temperatur sein.

Hat man einen Eisen- oder Stahlstab zum Weissglühen erhit kühlt ihn sodann ab, so erhält er die Fähigkeit wieder, temporär netisirt zu werden, z. B. durch den Erdmagnetismus. Gewöhnl die temporäre Magnetisirung nach dem Glühen stärker als ver selben[6]), da das Eisen weicher geworden ist.

861 Zur näheren Untersuchung dieses Verhaltens stellte Seebeck dem einen Ende eines in ostwestlicher Richtung liegenden, 26' langen, 1 Quadratzoll dicken Eisenstabes eine Magnetnadel geg und näherte dem anderen Ende einen Magnet, welcher den Eis temporär magnetisirte.

Die Ablenkung der Nadel betrug:

1) Ohne Eisenstab	17°
2) Eisenstab kalt	64°
3) Eisenstab weissglühend	17°
4) Eisenstab dunkelroth, Zunahme bis	77°
5) Eisenstab abgekühlt	75°

---

[1]) Vergl. Gilbert, De magnete; Brugmans, Philos. Versuche ü magnet. Materie. Deutsch von Eschenbach. Leipzig 1784, p. 13, Cavallo, Abhandl. vom Magnet, p. 191*. — [2]) E. Becquerel, Com 20, p. 1708, 1845*. — [3]) Faraday, Phil. Mag. [3] 8, p. 177, 1836*; Ann. 37, p. 423*. — [4]) Pouillet, Traité de Physique, 2, 89* — [5]) teucci, Compt. rend. 36, p. 740, 1853*. — [6]) Seebeck, Pogg. An p. 47, 1827*.

Durch das Aufhören des temporären Magnetismus bei der Weiss- 862
ühhitze treten zuweilen eigenthümliche Erscheinungen auf.

Wird z. B. ein weissglühender Eisenstab in der Mitte mit einer nge von Kupfer gefasst und in verticaler Lage neben eine Magnetdel gehalten, so kühlt er sich in der Mitte zuerst ab und wird durch n Erdmagnetismus magnetisch. Dicht unter der Zange ist der Stab rdmagnetisch, dicht darüber südmagnetisch, unterhalb und oberhalb ch unmagnetisch. Erst bei weiterem Abkühlen breitet sich der Nordgnetismus allmählich nach unten, der Südmagnetismus nach oben aus.

Wird dagegen eine weissglühende Eisenstange von den Enden aus rch zwei Zangen abgekühlt, so erscheint der Magnetismus zuerst an sen Enden, welche sich wie zwei getrennte Magnete verhalten. Die nge zeigt so vier Pole, bis sie auch in der Mitte kälter geworden ist. f diese Weise kann es kommen, dass eine einer Stelle der oberen älfte der Stange gegenüber gestellte Magnetnadel zuerst anzeigt, dass der betreffenden Stelle die Stange nordmagnetisch, und später, wenn h die Stange weiter abkühlt, dass sie daselbst südmagnetisch ist. — se scheinbare Umkehrung der Polarität in weissglühenden Stangen zuerst von Barlow und Bonnycastle[1]) beobachtet, aber erst von ebeck richtig gedeutet worden.

Auf dieses Verhalten scheinen sich auch einige von Mauritius[2]) 863
bachtete Erscheinungen zurückführen zu lassen, nach denen im ssglühenden Eisen, welches sich in einer Magnetisirungsspirale abhlt, der Magnetismus zuerst sehr plötzlich ansteigt und dann allmählich nimmt. Beim Gussstahl, in geringerem Grade auch beim Gusseisen, rd derselbe bald stationär und steigt dann wiederum plötzlich, wenn ch langsamer, wie anfangs, auf einen zweiten Punkt, den er nicht eder verlässt. — Bei dem sehr schnell erfolgenden Sinken der Temratur der Stäbe von der Weissglühhitze an wächst jedenfalls der den lecülen eigenthümliche Magnetismus sehr schnell, und so tritt dabei der gnetismus ziemlich plötzlich hervor. Die Abkühlung der Stäbe geht r wesentlich zuerst von ihren Enden aus. Sie stellen dann wie oben ei Magnete dar, welche in der Mitte durch ein lebhaft weissglühen-, fast unmagnetisches Stück getrennt sind. Indem die Erkaltung gsam gegen die Mitte fortschreitet, wachsen die magnetisirbaren den der Stäbe; das Moment der letzteren steigt allmählich, bis endh die Erkaltung so weit vorgeschritten ist, dass die beiden magneschen Enden der Stäbe nahe zusammentreten und auf einander magneirend einwirken. Dann nimmt die Magnetisirung schneller zu, und

[1]) Barlow und Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118*; Gilb. Ann. 229*; vergl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 und 6, ; Pogg. Ann. 14, p. 150, 1828*. — [2]) Mauritius, Pogg. Ann. 120, , 1863*.

steigt nachher bei weiterem Erkalten des nun einen Magnet darste
den Stabes wieder langsamer an (vergl. auch §. 890 u. flgde.).

Bei dem weichen Eisen zeigt sich nach den Versuchen von M
ritius diese Anomalie nicht, sondern nach dem einmaligen Aufti
bei dem ersten Erkalten nimmt die Magnetisirung ab; möglicher W
in Folge einer Abnahme der Intensität des magnetisirenden Stro
Doch wären hierüber wohl weitere Versuche anzustellen.

864 Auf denselben Ursachen beruhen einige Beobachtungen von Go
Umgab er einen horizontalen Eisenstab am einen Ende mit einer
netisirungsspirale, am anderen mit einer, mit dem Galvanometer
bundenen Inductionsspirale, so schlug die Nadel des letzteren
Schliessen des durch die erste Spirale geleiteten Stromes um etw
bis 16° aus. Wurde aber der Stab in der Mitte zum Rothglühen er
so nahm der Ausschlag auf 4° ab. — Wurde ein Eisenstab an
einen Pol eines Stahlmagnetes gelegt, und sein freies Ende mit
Inductionsspirale umgeben, so bemerkte man beim Erwärmen der
des Stabes bis zum Rothglühen einen Inductionsstrom, welcher
Abnahme, beim Erkalten einen Strom, welcher eine Zunahme des
netismus angab, und der plötzlich beim Erkalten anstieg, um nac
zu verschwinden, so dass also der Magnetismus des Stabes hierbei z
lich plötzlich anwuchs. — Wurde ein Stahlstab an Stelle des Eisenst
angewendet, so entstand beim Erhitzen etwas unter der Roth
plötzlich ein Inductionsstrom, sodann bei mässiger Rothgluth noch
zweiter, der eine Abnahme des Magnetismus anzeigte. Beim Abk
entstand wiederum erst ein Inductionsstrom, der eine schwache Zun
des Magnetismus angab, dann bald ein zweiter stärkerer in glei
Sinne; endlich beim Abkühlen mit Wasser ein neuer schwacher Strom
Nickelstäbe gaben ebenfalls mehrere, indess weniger deutliche S
plötzlicher molecularer Aenderungen in gleichem Sinne.

Alle diese Erscheinungen dürften sich auf die eigenthümlichen S
turveränderungen zurückführen, welche nach den Versuchen von
Eisen beim Erkalten von der Weissgluth an zeigt und die sich
durch die Ausdehnung desselben bei einer bestimmten Temperatur
geben (vergl. Bd. II, §. 362).

865 Einige weitere Versuche hierüber hat Baur[2]) angestellt. 30
lange, 8 mm dicke Stahlstäbe wurden zum Weissglühen erhitzt, in
verticale Magnetisirungsspirale von 800 m Länge gehängt und d
ductionsströme in einer zweiten Spirale beim Umkehren des Strom
der Magnetisirungsspirale bestimmt.

---

[1]) Gore, Phil. Mag. [4] **39**, p. 170, 1870*; Arch. des Sc. phys. et
Nouv. Sér. **40**, p. 77, 1871*. — [2]) Baur, Wied. Ann. **11**, p. 394, 1880*.

Bei kleinen magnetisirenden Kräften nimmt hiernach das temporäre oment mit steigender Temperatur schnell zu, erreicht bei Rothgluth n Maximum und sinkt dann plötzlich auf Null.

Bei grossen magnetisirenden Kräften nimmt das temporäre Moment mählich ab und fällt bei Rothgluth auf einen sehr kleinen Werth. im Abkühlen tritt dabei das temporäre magnetische Moment bei heller Rothgluth auf, als bei kleineren Kräften.

Bei anderen Versuchen wurde der Stab wieder wie oben weissühend in die Spirale gehängt und die inducirende, sowie die inducirte pirale blieben geschlossen, wobei die Inductionsströme beim Erkalten obachtet wurden.

So konnte das Gore'sche Phänomen des plötzlichen Verschwindens r Magnetisirung und des Wiederauftretens derselben bei Rothgluth im Erwärmen und Abkühlen bestätigt werden. Das Phänomen wird bei össeren magnetisirenden Kräften intensiver und dauert länger; es tritt i schwachen magnetisirenden Kräften bei heller Rothgluth auf und endet t dem Glühen, bei starken Kräften zeigt es sich erst bei sehr heller thgluth und endet erst nach dem Dunkelwerden. Nach dem ersten ftreten des Magnetismus nimmt derselbe bei sinkender Temperatur r schnell zu, die Magnetisirbarkeit tritt wieder bei grösseren magneenden Kräften bei einer etwas höheren Temperatur ein, als bei kleien.

Der im harten Eisen und Stahl, so wie auch in den natürlichen gneten nach dem Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibende manente Magnetismus wird gleichfalls durch die Temperaturerungen verändert [1]). 866

Zunächst vernichtet eine starke Temperaturerhöhung den permanten Magnetismus sowohl des Magneteisensteins [2]), als auch des Stahles ernd, wie schon von älteren Beobachtern gefunden worden ist.

Der permanente Magnetismus des Stahles soll nach Faraday [3]) n bei der Temperatur des siedenden Oels, und zwar ziemlich plötzh verschwinden. Verschieden harte Stahlsorten brauchen hierzu ine etwas verschiedene Temperatur. Magneteisensteine verlieren de erst unter der Glühhitze ihren permanenten Magnetismus. — r permanente Magnetismus der magnetischen Körper verschwindet o bei niederer Temperatur als ihre Fähigkeit, temporären Magnetis- anzunehmen.

Barlow und Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118*; Gilb. Ann. 29*; vergl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 und 6, Pogg. Ann. 14, p. 150, 1828*. — [2]) Boyle, Mém. de l'acad. 1706, Savery, Phil. Trans. 1730, p. 314*; Gilbert, De Magnete. — [3]) P. , Pogg. Ann. 23, p. 493, 1831*; Faraday, Phil. Mag. [3] 8, p. 177, Pogg. Ann. 37, p. 423*.

867 Auch bei geringeren Temperaturänderungen nimmt
der Temperaturerhöhung im Allgemeinen der perman
Magnetismus ab.

Schon Canton [1]) beobachtete diese Abnahme, als er einer B
einen Magnetstab von Nordost her so weit näherte, dass die Nadel
selben um 45° aus dem magnetischen Meridian abgelenkt wurd
Wurde der Magnet durch ein auf ihn gestelltes und mit heissem W
gefülltes Messinggefäss erwärmt, so fiel die Ablenkung auf 44¼°.
als ein gleicher Magnet der Nadel von Nordwest genähert wurd
dass bei der vereinten Wirkung der beiden Magnete die Nadel in
Gleichgewichtslage blieb, schlug sie, als der eine Magnetstab erw
wurde, durch die überwiegende Wirkung des anderen aus.

Auch Hallström [2]) fand, als er dem Nordpol einer frei
hängten Magnetnadel von Osten her den Nordpol oder von West
den Südpol eines Magnetes näherte und den letzteren erhitzte, das
die durch den Magnet verursachte Ablenkung der Nadel verringert
beim Abkühlen wieder vermehrte, und dass sie bei einer Abkü
unter die Temperatur der Magnetisirung grösser wurde, als vor
Erwärmen.

Hiernach sollte sowohl die anziehende, wie die abstossende
des Magnetismus durch die Erwärmung verringert werden.

868 Bei der Einwirkung der Temperaturänderunge
den permanenten Magnetismus der Magnete sind je
zwei verschiedene Einflüsse, ein dauernder und ein
übergehender, zu unterscheiden.

Bei den Versuchen über diesen Gegenstand muss man son
darauf achten, ob der der Untersuchung unterworfene Magnetst
in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist, oder ob er
einmal einen bestimmten permanenten Magnetismus erhalten ha
dann entgegengesetzt magnetisirt worden ist. — Das Verhalte
Erwärmen ist hiernach wesentlich verschieden.

Bei manchen älteren Versuchen kann man nicht beurtheile
weit diese Eigenthümlichkeit berücksichtigt worden ist, und hat d
keinen Maassstab über den Werth der erhaltenen Resultate.

869 Wir betrachten zunächst das Verhalten eines Stahls
welcher nur in einer bestimmten Richtung permanent
netisirt worden ist.

---

[1]) Canton, Phil. Trans. 1759, p. 398*. — [2]) Hallström, Gilb. A
p. 290, 1805*. Wir behandeln im Folgenden nur die für die Theorie d
netismus wichtigen Wirkungen der Temperaturänderungen und überge
halb die vielen einzelnen Versuche über den Einfluss derselben auf die M
der Magnete, welche namentlich zum Zweck der Bestimmung der G
des Erdmagnetismus angestellt wurden.

Erwärmt man einen solchen Stab, so vermindert sich sein Magnemus. Wird der Stab auf die frühere Temperatur abgekühlt, so gewinnt wieder einen Theil des verlorenen Magnetismus. Jedoch kehrt er :ht vollständig in seinen früheren magnetischen Zustand zurück. Er t also einen dauernden Verlust erlitten. — Wird der Stab noch ımal erwärmt, so verliert er von Neuem Magnetismus und erhält beim kühlen wiederum einen Theil des Verlustes. Indess ist auch hier ch ein dauernder Verlust bei der Rückkehr auf die Temperatur, bei lcher er magnetisirt wurde, bemerklich. Bei wiederholtem Erwärmen d Abkühlen verkleinern sich die dauernden Verluste immer mehr, so ss zuletzt der Stab zu einem constanten Zustand gelangt, bei welchem r durch Erwärmen nur noch einen vorübergehenden Verlust an gnetismus erleidet, beim Abkühlen aber den verlorenen Magnetismus ieder erhält.

Einige Versuche über diesen Gegenstand sind von Kupffer[1]) in selben Weise, wie die in §. 851 beschriebenen Versuche, angestellt rden, nur dass an Stelle des Eisenstabes ein Stahlstab angewendet rde, dessen Pole denen der darüber schwingenden Magnetnadel entder gleich oder entgegengerichtet waren. So subtrahirte oder addirte h die Wirkung des Magnetismus des Stahlstabes zu der des Erdmagismus. Der ursprüngliche Magnetismus m_1 des Stabes, so wie seine gnetismen μ_1, m_2, μ_2, m_3 bei wiederholtem Erwärmen auf 100° und kühlen auf die Zimmertemperatur berechneten sich wie in §. 851. — ergab sich unter Anderem:

I. Harter Stahlstab m lang, 0,018 m breit, 0,003 m dick		II. Harter Stahlstab 0,5 m lang, 0,015 m breit, 0,004 m dick	
bei 16,25° C.	bei 100° C.	bei 16,25° C.	bei 100° C.
$= m_1$	$\mu_1 = 0{,}85467\ m_2$	$m_1 = m_1$	$\mu_1 = 0{,}90745\ m_2$
$= 0{,}93673\ m_1$	$\mu_2 = 0{,}79512\ m_3$	$m_2 = 0{,}71438\ m_1$	$\mu_2 = 0{,}88973\ m_3$
$= 0{,}94239\ m_2$	$\mu_3 = 0{,}91148\ m_4$	$m_3 = 0{,}9669\ m_3$	
$= 0{,}89584\ m_3$			

Kühlte sich der auf 100° C. erhitzte Stab allmählich ab, so war bei die Zunahme des Magnetismus sehr nahe der Temperaturdifferenz portional

Die Nähe der Nadeln an dem auf sie wirkenden Magnetstab konnte esen Versuchen leicht Ungenauigkeiten der Resultate zur Folge t haben.

[1]) Kupffer, Kastner's Archiv 6, p. 185, 1825*.

Die Beobachtung der Dauer der Schwingungen einer durch den Doppelstrich magnetisirten Magnetnadel von Gussstahl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus, zuerst unmittelbar nach der Magnetisirung, dann nachdem sie so oft in Wasser von 100° C. eingetaucht und wieder auf die Zimmertemperatur 16,25° C. abgekühlt war, bis sie keinen weiteren Verlust an Magnetismus erlitt, ergab das Verhältniss ihrer Magnetismen m_1 und m vor und nach diesem Verfahren:

$$m = 0{,}7570\, m_1.$$

Wurde eine Magnetnadel nach einander in Wasser von immer höheren Temperaturen getaucht und jedesmal auf die ursprüngliche Temperatur abgekühlt, so wuchs hierbei die Abnahme des Magnetismus[1].

870 Bei einer genaueren Untersuchung der Abnahme des permanenten Magnetismus mit der Temperaturerhöhung und Abkühlung sind verschiedene Bedingungen zu berücksichtigen:

A. der Einfluss der Art der Erwärmung und Abkühlung der Magnetstäbe;

B. der Einfluss ihrer Gestalt und Dimensionen;

C. der Einfluss ihrer Härte;

D. bis G. der Einfluss der Art und Grösse ihrer ursprünglichen Magnetisirung.

Die ersten Punkte sind in einer sorgfältigen Untersuchung von Riess und Moser[2]) betrachtet worden. Bei verschiedenen Magnetnadeln wurde die Zeit von je 30 Schwingungen bestimmt, welche sie unter Einfluss des Erdmagnetismus vollbrachten, sowohl unmittelbar nach ihrer Magnetisirung, als auch nachdem sie auf 100° C. erwärmt und wiederum auf die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet waren. Aus der Schwingungsdauer liess sich der Magnetismus der Nadeln bestimmen. Die Versuche ergaben folgende Resultate:

871 A. Einfluss der Art der Erwärmung und der Abkühlung. Eine weiche Stahlnadel verlor bei schnellem Eintauchen in kochendes Wasser oder bei langsamem Erhitzen mit dem Wasser, bei kurzem oder langem Verweilen im siedenden Wasser, mochte sie mit Firniss überzogen sein, der sie vor einer Oxydirung schützte, oder nicht, bei schnellem oder langsamem Abkühlen ganz gleichviel Magnetismus. Holmgren[3]) fand, dass die Magnete bei längerem Verweilen im Dampfbade mehr von ihrem Magnetismus verlieren, als bei kürzerem, und Lamont[4]), dass ein Magnet, welcher durch wiederholtes Eintauchen in heisses und kaltes Wasser auf einen permanenten Zustand

---

[1]) Ganz ähnlich auch Coulomb, Biot, traité de phys. 3, p. 106, [illegible] [2]) Riess und Moser, Pogg. Ann. 17, p. 403, 1829*. — [3]) Holmgren, [illegible] schritte der Physik 1856, p. 536*, und ähnlich Poloni, Elettricista 2, 1878*; Beibl. 2, p. 523*. — [4]) Lamont, Pogg. Ann. 82, p. 440, 1851*.

kommen ist, nach einigen Tagen bei Wiederholung dieses Verfahrens chmals an Magnetismus verliert [1]).

Wird eine Nadel erst einmal auf 100° C. erwärmt und abgekühlt, d dann noch einmal auf 50° C. erwärmt und abgekühlt, so zeigt sie Allgemeinen auch hierbei noch einen Verlust an Magnetismus, obsich in speciellen Fällen der erste Verlust so bedeutend sein kann, ss der zweite dagegen verschwindet.

Der Grund dieser Erscheinungen liegt darin, dass gehärtete Stäbe im Erwärmen auf eine bestimmte Temperatur weicher werden und erst ch längerer Zeit einen Endzustand erreichen. Sind die Stäbe also r dem Magnetisiren noch nicht auf diesen Zustand gebracht worden, ändert sich ihr permanentes Moment bei längerem Erwärmen noch mählich. 872

Wegen der praktischen Wichtigkeit dieses Verhaltens für die Herllung constanter Magnetnadeln haben Strouhal und Barus [2]) ausrliche Versuche hierüber angestellt.

So wurde ein 10 cm langer, 0,084 cm dicker Draht glashart gemacht, r Sättigung magnetisirt, dann verschiedene Zeiten in Wasserdampf gelassen, jedesmal auf die Zimmertemperatur t abgekühlt und sowohl ne der Härte entsprechende Leitungsfähigkeit s, wie sein specifischer gnetismus m bestimmt. Auch wurde er bei der Zimmertemperatur ch magnetisirt und erhielt dabei das permanente Moment m^*. So r z. B.:

	s	t	m	m^*
hart	0,434	18,5		62,5
10 Min. bei 100°	0,426	18,7	59,7	62,4
re 20 „ „ „	0,415	20,1	58,2	61,9
30 „ „ „	0,406	21,0	57,5	60,6
1 Stde. „ „	0,396	20,0	56,5	60,2
2 „ „ „	0,386	20,1	56,1	59,5
3 „ „ „	0,377	18,7	56,4	59,4
4 „ „ „	0,371	19,0	56,5	59,3
5 „ „ „	0,368	20,0	56,3	59,1
6 „ „ „	0,364	19,9	56,5	59,0

[1]) Vergl. auch L. Dufour, Bullet. de la Soc. Vaudoise. 5, p. 351*; Arch. phys. et nat. 34, p. 295, 1857*. — [2]) Strouhal und Barus, Ueber fluss der Härte des Stahles auf dessen Magnetisirbarkeit etc., p. 37. Würzburg 1882*.

Das bei der Abkühlung resultirende permanente Moment m also mit der Dauer der Erwärmung erst schnell, dann noch ein langsam ab und zugleich nimmt die Härte und auch die perm Magnetisirbarkeit m^* ab. Die Aenderung von m^* ist um so klei länger der Draht auf 100° erwärmt war, so dass also ein durch l Erwärmung auf seinen Endzustand gelangter Magnet bei neuer M tisirung und wiederholter Erwärmung einen Grenzzustand annimm von der Dauer der Erwärmung fast unabhängig ist. Die Magne leiden dann durch das Erwärmen einen viel geringeren Verlust an netismus, da sie ihren Härtezustand nicht mehr ändern. Deshalb auch gleichgültig, ob man einen Stab vor oder nach dem Anlass Sättigung magnetisirt. Um also dauerhafte Magnete herzustellen, sen die Stahlstäbe bei gewöhnlicher Temperatur gut gehärtet, i Wasserdampf 20 bis 30 Stunden und länger angelassen, darauf nac Abkühlen von Neuem bis zur Sättigung magnetisirt und wied 5 Stunden und mehr in Wasserdampf gehalten werden.

873 Den Einfluss von Temperaturen über 100° C. auf frisch netisirte Stahlstäbe hat Dufour (l. c. §. 871) untersucht, indem e solche Stäbe von verschiedener Härte von 20 cm Länge und 21 wicht in einem Oelbade erhitzte und die Schwingungsdauer ein über aufgehängten Magnetnadel bestimmte. Ein Holzdeckel, sow Lage Baumwolle schützten die Nadel vor den Luftströmungen. So sich das Verhältniss der magnetischen Momente der Stäbe im Mit je drei Beobachtungen:

Temperatur	Stab bei heller Rothgluth gehärtet	Bei dunkler Glühhitze gehärtet
10	1000	1000
95 bis 100	809	723
130	519	424
170	331	221
200	185	171
230 bis 235	123	49
250	94	44

Zwischen 100 und 200° C. nehmen also die Magnetismen de schneller ab, als zwischen 0° und 100° C., über dieser Temperat immer langsamer, so dass man nur schwer den Stäben ihren Magnetismus entziehen kann. Die härteren Stäbe verlieren dab ger Magnetismus, als die weicheren, wie auch schon Coulomb gefunden.

Beim Abkühlen erhalten die härteren Stäbe weniger von ihrem Verst an Magnetismus wieder, als die weicheren.

Jedenfalls hat bei diesen Versuchen auch die dauernde Aenderung r Härte des Stahles bei dem Erwärmen und Abkühlen einen Einfluss.

B. In Bezug auf den Einfluss der Gestalt und der Dimen- 874
onen der Nadeln haben Riess und Moser gefunden:

1. Einfluss der Dicke. Bei 2 Zoll langen Nadeln von weichem ahl von verschiedenen Durchmessern d war bei Beobachtung des Verltnisses des Magnetismus m unmittelbar nach dem Magnetisiren und s Magnetismus $m\ (1 - \alpha)$ nach oftmaligem Erwärmen auf 100° C. d Abkühlen auf 10° C.:

d	= 0,66‴	0,73	0,86	1,1	1,16	1,77
α	= 0,112715	0,12758	0,14951	0,18673	0,19638	0,2443
α/d	= 0,1708	0,1747	0,1738	0,1697	0,1693	0,1381

Hiernach ist innerhalb gewisser Grenzen der Verlust an Magnetisms dem Durchmesser der Nadeln direct proportional.

2. Hohle und massive Nadeln. Eine durchbohrte, hohle Nad von weichem Stahl erleidet bei gleichem Verfahren einen etwa doppelt grossen Verlust, als eine massive von gleicher Oberfläche. Bei der steren war in einem besonderen Falle $\alpha = 0{,}29843$, bei der massiven = 0,15286.

3. Einfluss der Länge. Der Factor α ist bei längeren Nadeln iner als bei kürzeren. (Bei zwei Nadeln von 4 und 2 Zoll Länge war = 0,0828 und = 0,113.) Werden die Nadeln auf weniger als 2 Zoll ıge gebracht, so verändert sich α weniger.

C. Einfluss der Härte der Nadeln. Harte Nadeln verlieren bei 875
wiederholtem Erwärmen und Abkühlen dauernd viel mehr Magnetiss als weiche. So war bei einer weichen Nadel von 1,22‴ Durchmesser = 0,15286, bei derselben Nadel nach ihrer Härtung $\alpha = 0{,}51523$. rden die harten Nadeln vor oder nach dem Magnetisiren polirt, so der Factor α des Verlustes kleiner, da die Nadeln durch die beim iren entwickelte Wärme weicher geworden sind oder dabei schon en Theil ihres permanenten Magnetismus, sei es durch die Erwärmung r durch die Erschütterungen verloren haben.

Beim Anlassen ändert sich gleichfalls der Coefficient α. Er betrug verschiedenen Nadeln von gleichen Dimensionen (2″ Länge, 0,85‴ rchmesser) nach häufigen Temperaturänderungen bei einer

weichen Nadel	$\alpha = 0{,}13601$
„ blau angelassenen	$\alpha = 0{,}13425$
gehärteten und kirschroth angelassenen .	$\alpha = 0{,}13692$
„ „ blau angelassenen . . .	$\alpha = 0{,}13286$
gehärteten	$\alpha = 0{,}23654$.

Man könnte hieraus schliessen, dass hauptsächlich die Beschaffenheit der Oberfläche der Nadeln ihr Verhalten bei wiederholten Temperaturwechseln bedingt, da die Versuche für alle Nadeln, ausser der gehärteten, nahezu gleiche Werthe für α ergeben.

Wird eine harte Nadel oft erwärmt und abgekühlt, bis sie auf den constanten Zustand gelangt ist, und dann wieder magnetisirt, so ist bei gleicher Behandlung der Verlust an Magnetismus kleiner, als vorher, und nimmt bei Wiederholung des Verfahrens immer mehr ab. So war z. B. bei einer harten Nadel bei der

ersten Magnetisirung $\alpha = 0{,}44103$
zweiten " $\alpha = 0{,}06057$
dritten " $\alpha = 0{,}04395$.

876 Bei der Untersuchung der Magnetismen der Nadeln bei abwechselnd hohen und niederen Temperaturen zeigte sich ein fernerer Unterschied der harten und weichen Nadeln. Dieselben wurden in einem gläsernen in einem Wasserbade befindlichen Gefässe erwärmt. Ein durch den Glasdeckel des letzteren hindurch gestecktes Thermometer, dessen Kugel sich in gleicher Höhe mit den Nadeln befand, gestattete, ihre jedesmalige Temperatur zu bestimmen. Eine weiche Stahlnadel zeigte bei der erhöhten Temperatur jedesmal eine Abnahme, beim Abkühlen wiederum eine geringe Zunahme des permanenten Magnetismus. Bei einer harten Stahlnadel nahm aber die Schwingungsdauer bei jedem Temperaturwechsel zu, so dass sich ihr Magnetismus sowohl beim Erwärmen wie beim Erkalten verminderte, bis sie einen constanten Zustand angenommen hatte (s. w. u.).

877 Die temporären Veränderungen an Magnetismus, welche die durch wiederholte Erwärmungen und Abkühlungen auf einen permanenten Zustand gebrachten Nadeln erleiden, sind sehr verschieden nach der Natur der gebrauchten Nadeln. Für weiche und harte Nadeln von 34 Linien Länge fanden Riess und Moser[1]) die mittlere magnetische Intensität M' bei der Temperatur t', wenn d den Durchmesser der Nadeln, M die anfängliche Intensität bei der Temperatur t bezeichnet:

$$M' = M\,[1 - 0{,}000324\,(t' - t)\,d].$$

Für Nadeln von 2 Zoll Länge ergab sich ebenso

$$M' = M\,[1 - 0{,}0004321\,(t' - t)\,d].$$

Dieselbe Formel gilt auch für hohle Nadeln, bei denen statt des Durchmessers d die Summe der Durchmesser der inneren und äusseren Oberfläche zu setzen ist.

---

[1]) Riess und Moser, Pogg. Ann. 17, p. 425, 1829*. Versuche von Seldon und Newall mit Rücksicht auf das specifische Gewicht der Stahls siehe auch Phil. Mag. [4] 42, p. 335, 1871*.

Aeltere Versuche haben für den Coefficienten von $t' - t$ meist hö-
here Werthe ergeben; so fand Hansteen denselben gleich 0,000788,
Christie gleich 0,0010152, Sabine noch grösser. Der Grund dieser
Unterschiede kann darin liegen, dass der Stahl der Nadeln verschieden
ar und dieselben vielleicht noch nicht auf ihren constanten Zustand
kommen waren. Eine genauere Bestimmung dieser Coefficienten hat
rläufig nur Interesse bei erdmagnetischen Untersuchungen, da die Be-
haffenheit des Stahles der gebrauchten Nadeln nicht bestimmt zu er-
itteln ist.

Die Aenderung des permanenten Momentes mit der Temperatur be- 878
ägt für einen Nickelstab für 1° C. mit steigender Temperatur 0,000623,
it fallender 0,000407 (bei der ersten Einwirkung der Temperaturände-
ngen); während die Temperaturcoefficienten des Nickels und eines
olframstahlmagnetes nach längerer Zeit, also nach Erreichung des
stanten Zustandes, 0,000472 und 0,000382 betrugen. Ersterer ist
o ein wenig grösser [1]).

D. Einfluss mechanischer Erschütterungen vor dem 879
mperaturwechsel. Wird einem permanent magnetisirten Stahl-
b durch Tordiren oder Schlagen ebenso viel von seinem Magnetismus
ommen, wie er durch wiederholte Temperaturveränderungen innerhalb
isser Grenzen verlieren würde, so vermögen, nach meinen Versuchen,
he Temperaturänderungen den magnetischen Zustand des Stabes nur
h vorübergehend, nicht aber dauernd zu ändern [2]).

E. Einfluss der Art und Grösse der ursprünglichen 880
agnetisirung [2]). Hierüber habe ich folgende Versuche angestellt:
Stahlstäbe von 220 mm Länge und 13,5 mm Dicke wurden vor den
suchen 15 bis 16 mal abwechselnd in schmelzenden Schnee und sie-
ndes Wasser gelegt, um die Structurveränderungen bei den nachheri-
 Temperaturwechseln zu vermeiden. Sodann wurden sie möglichst
e Erschütterungen in einer Magnetisirungsspirale bei einer Tem-
atur von 0° C. magnetisirt und vor dem Spiegel des Spiegelgalvano-
ters in einen Kasten von Kupferblech eingelegt, in welchem sie
ch schmelzenden Schnee und siedendes Wasser abwechselnd auf 0
l 100° gebracht wurden. Ihre Magnetismen bei den ersten Tempera-
änderungen sind in den folgenden Tabellen mit m_0, m_{100}, m'_0; die
gnetismen, nachdem sie durch 15 maliges Erwärmen und Abkühlen
n constanten Zustand erlangt, mit n_0 und n_{100} bezeichnet. Die Ver-
s ergaben folgende Resultate:

) Wild, Bullet. de St. Petersb. 10, p. 439, 1877*; Beibl. 2, p. 418*. —
Wiedemann, Pogg. Ann. 103, p. 563, 1858*; Pogg. Ann. 100, p. 235,
; Pogg. Ann. 122, p. 355, 1864*.

I. Harter Stahlstab.

m_0	m_{100}	m'_0	n_0	n_{00}	$\frac{m_0 - m_{100}}{m_0}$	$\frac{m_0 - m_0}{m_0}$	$\frac{m_0 - n_0}{m_0}$	$\frac{n_0 -}{n}$
71,5	41,5	44,8	37	33,2	0,420	0,373	0,483	0,1
134,5	89,2	96	85,5	77,8	0,321	0,286	0,364	0,0
195	134,3	146,2	133,3	120	0,311	0,250	0,316	0,1

II. Angelassener Stahlstab.

44	27	30	29	27	0,386	0,318	0,341	0,0
148,5	107,2	114,5	110,3	101	0,278	0,229	0,257	0,0
219,5	165	179	172	156	0,249	0,184	0,216	0,0
317	239	260,7	251,2	226	0,246	0,178	0,207	0,1

Weicher Stahlstab Nro. 1.

85	45	—	38	33,2	0,471	—	0,553	0,1
141	73,5	—	68,5	57	0,479	—	0,514	0,1
193	99	—	101	78,5	0,487	—	0,478	0,2
209,5	109,5	—	115	88,2	0,477	—	0,451	0,2

Weicher Stahlstab Nro. 2.

95,5	49,7	54,2	45	39	0,479	0,432	0,529	0,1
136,5	73	81,5	69	59	0,465	0,403	0,495	0,1
174,8	92,5	108,3	93,4	76	0,471	0,378	0,466	0,1

Sehr weicher, oft ausgeglühter und langsam erkalteter Stahlstal

51,5	34,5	37	—	—	0,330	0,282	—	-
80,5	54,5	58	—	—	0,323	0,279	—	
113	76	82	—	—	0,328	0,274	—	
159,5	103,3	116,5	—	—	0,353	0,270	—	
181	113,5	131	—	—	0,373	0,277	—	

Also auch hier verhält sich, wie bei der temporären Magnetisi harter und weicher Stahl verschieden. Während bei ersterem die die erste Erwärmung verursachten dauernden Verluste an perman Magnetismus im Verhältniss zur Zunahme des letzteren abnehmen, sie beim weichen Stahl der permanenten Magnetisirung annähernd portional und nehmen sogar bei sehr weichen Stahlstäben im Ver niss zu letzterer mit Zunahme des ursprünglichen Momentes bei 0

Bei der Rückkehr auf die erste Temperatur (0°) tritt bei harten äben gleichfalls eine Abnahme des relativen dauernden Verlustes an rmanentem Magnetismus im Verhältniss zur ersten Magnetisirung bei mit Wachsen der letzteren ein, während der dauernde Verlust bei nz weichen Stäben mehr und mehr dem ursprünglichen Moment proportional wird. Umgekehrt, nachdem die Stäbe durch wiederholte Temraturänderungen einen constanten Zustand angenommen, sind die rübergehenden Aenderungen des permanenten Momentes bei der hitzung von 0° auf 100° beim harten Stahl dem constanten Moment i 0° nahezu proportional, beim weichen Stahl nehmen sie schneller zu, das Moment [1]).

Nach Claus [2]) nehmen die durch Ablenkung eines Magnetspiegels 881
stimmten Verluste der permanenten Momente beim ungeglühten blaun russischen galvanoplastischen Eisen bei der ersten Erwärmung a Verhältniss zur Zunahme der Momente ab; bei dem ausgeglühten ind die Verluste den Momenten nahezu proportional; bei den aus alium- und ammoniumhaltigen Lösungen (Eisenalaunen u. s. f.) gewonnenen Niederschlägen nehmen sie im Verhältniss zu den Momenten z. Aus Eisenchlorür gewonnenes Eisen verhält sich wie harter, aus alium- und ammoniumhaltigen Lösungen gewonnenes Eisen wie weicher ahl. Dasselbe gilt für den temporären Magnetismus, welcher bei den steren Eisensorten beim Erwärmen zunimmt, bei den letzteren abmmt.

Die ersten direct erzeugten permanenten Momente der zwischen agnetpolen aus kalium- und ammoniakhaltigen Lösungen niedergelagenen Magnete nehmen mit der Temperaturerhöhung zu, während sich bei weiterer Magnetisirung normal verhalten.

Ein aus Eisenchlorürlösungen ebenso dargestellter Magnet verlor m Erwärmen von seinem permanenten Magnetismus.

Nach der Einwirkung entmagnetisirender Ströme wächst das Moment galvanischen Eisens bereits durch die erste Erwärmung und steigt h weiter durch die Abkühlung. Es zeigt also ein vom gewöhnlichen hl abweichendes Verhalten.

Die aus ammoniakalischen oder kaliumhaltigen Lösungen erhaltenen agnete verhalten sich also beim Erwärmen wie theilweise entmagnetite Stahlstäbe.

F. Einfluss der Temperatur, bei welcher der Stab 882
gnetisirt ist. Wird ein frisch magnetisirter Stahlstab unter die

---

1) Mauritius (Pogg. Ann. 120, p. 385, 1863*) hat an glasharten Stahl- ein abweichendes Verhalten von dem beobachtet, welches ich früher an m Stahlstäben gefunden hatte. Dass diese Unterschiede auf der ungleichen der benutzten Stäbe beruhen, folgt aus obigen Versuchen. — 2) Claus, tation, München, 1882*; Beibl. 6, p. 696*.

Temperatur, bei der er magnetisirt worden ist, abgekühlt, so ve
dert sich gleichfalls sein Magnetismus dauernd.

Dieses Verhalten ist von Dufour[1]) nachgewiesen worden, in
eine Magnetnadel erst unter dem Einfluss der Erde allein, dan
dem eines unter sie gelegten Stahlstabes schwingen liess, wel
einem Wasserbade erwärmt und dann durch Auflegen auf die Pol
Elektromagnetes magnetisirt worden war und sich nun allmähl
kühlte. So war z. B. der Magnetismus eines bei 55° C. magne
Stahlstabes:

Temperatur	55°	30°	13°	5°
Magnetismus	6,39	6,12	6,06	5,85.

883 Nach meinen Versuchen, welche ganz wie die §. 880 beschr
angestellt waren, nur dass die bei höherer Temperatur zu magne
den Stäbe in der Axe einer von Dampf durchströmten Blechröh
stigt, mit dieser in die Magnetisirungsspirale eingeschoben un
dem Herausnehmen aus derselben abwechselnd durch Leite
Stromes von kaltem Wasser oder von Dampf durch die Röhre a
und 0° C. gebracht wurden, ergab sich, dass dieses eigenthümlic
halten nur bei der ersten Abkühlung eintritt.

Für mehrere weiche Stahlstäbe waren die aufeinanderfolge
100° und 0° C. beobachteten Magnetismen:

	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
I.	85	70,5	59,4	64,2	—	—
II.	88,6	84,6	67,8	81,3	65,6	79,6
III.	192	154	128,5	142	—	—

Ein bei 100° magnetisirter Stab verliert also beim Erkalten
Theil seines Magnetismus. Durch erneutes Erwärmen verliert e
einen ferneren Theil desselben. Wird er jetzt abgekühlt, so nim
wieder einen Theil seines verlorenen Magnetismus an. Wiederhol
wärmungen vermindern, darauf folgende Erkältungen vermehre
Magnetismus des Stabes.

Der bei höherer Temperatur magnetisirte Stab verhält sic
abgesehen von der ersten Erkältung, ganz wie ein bei gewöh
Temperatur magnetisirter Stab, welcher beim Erhitzen Magnetism
liert und denselben beim Erkalten zum Theil wieder erhält.

---

[1]) L. Dufour, Archives des sc. phys. et nat. 31, p. 164, 1856*; Pog
99, p. 476* und l. c.

Auf demselben Grunde dürfte es beruhen, dass ein bei 20⁰ magne-
ürter Stahlmagnet beim Abkühlen in fester Kohlensäure und Aether
ıen Verlust an Magnetismus erleidet, der bis zu 66 Proc. steigt [1]). Wie
sich bei wiederholtem Abkühlen auf so niedere Temperaturen verhält,
; noch zu untersuchen.

Bei höheren Temperaturen magnetisirte Magnete zeigen nach wie-
rholten Temperaturänderungen geringere Variationen ihres Magnetis-
ıs, als bei niederen Temperaturen magnetisirte. So fand Dufour die
ensitätsänderung für 1⁰ C. bei einem bei 10 bis 15⁰ magnetisirten
ıb zwischen 20 bis 70⁰ etwa gleich 0,002, bei einem bei 50 bis 55⁰
gnetisirten Stab zwischen 20 bis 50⁰ etwa gleich 0,00006 [2]). Wild
nnte dieses Resultat nicht bestätigen [3]).

G. Verhalten von theilweise entmagnetisirten Stäben. 884
ız anders, wie wir es eben betrachtet, sind die dauernden Verände-
ıgen des permanenten Magnetismus von Stahlstäben, welche nicht
ect den ihnen innewohnenden Magnetismus erhalten haben, sondern
che erst durch eine vom Strom durchflossene Spirale bis zu einem
timmten Grade magnetisirt waren, denen aber sodann durch Einschie-
ı in die von einem entgegengesetzt gerichteten Strom durchflossene
irale ein Theil des Magnetismus entzogen war. Der Einfluss der Er-
rmung und Abkühlung auf derartige Stahlstäbe von 237 mm Länge
d 13,2 mm Durchmesser ergiebt sich aus Versuchen von mir [4]), welche
ız wie die in §. 880 mitgetheilten angestellt waren. Die folgende
belle enthält einige der hierbei erhaltenen Resultate. In derselben
leutet M den ursprünglichen, m den nach Einwirkung des entmagne-
irenden Stromes zurückgebliebenen permanenten Magnetismus des
bes. Die bei dem Werthe m als Indices beigesetzten Zahlen 0 und
) geben die Temperaturen an, welchen der Stab nach einander aus-
etzt wurde.

I. Weicher Stahlstab, magnetisirt und entmagnetisirt bei 0⁰.

	M	m	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
1	70,5	70,5	42,2	54,5		
2	72	40,1	27	40,5		
3	70	25	18	39,5		
4	72	2	2	9		
5	75	0	0	9,5	0	9,5

Trowbridge, Sillim. J. [3] 21, p. 316, 1881*; Beibl. 5, p. 614*. —
ufour, Arch. des Sc. phys. et nat. 34, p. 5, 1857*. — [3]) Wild, Bullet. de
rsb. 8, p. 791, 1873*. — [4]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 103, p. 563, 1858*.

II. Weicher Stahlstab, magnetisirt und entmagnetisirt bei 1

	M_{100}	m_{100}	m_0	$m_{100\,I}$	$m_{0\,I}$	$m_{100\,II}$
1	56	56	53,5	40	51	38
2	56	47,5	51	38	49	
3	56	19,5	31	20,5		
4	56	0	14,5	5,5		

III. Harter Stahlstab, magnetisirt und entmagnetisirt bei (

	M	m_0	m_{100}	$m_{0\,I}$	$m_{100\,I}$	$m_{0\,II}$
1	23,1	23,1	14	14,2	16,6	13
2	47,2	23	18,5	20,5	17	19
3	70,8	21,8	18,7	23,9	18,5	22,6
4	90,5	24	20	27	19,2	26,5

Aus diesen Versuchen folgt:

885 I. Wird einem durch einen galvanischen Strom bei 0° magneti Stahlstab ein Theil seines Magnetismus durch einen entgegenge Strom entzogen, so verliert er beim Erwärmen Magnetismus. Bei kühlen nimmt sein Magnetismus wieder zu. Ist der ursprüngliche netismus des Stabes beim Einwirken des entmagnetisirenden St nur wenig vermindert worden, so erlangt der Stab beim Abkühlen ganz den Magnetismus wieder, welchen er vor dem Erwärmen h war die Verminderung grösser, so kommt er beim Abkühlen ga seinen Magnetismus vor dem Erwärmen; war dieselbe noch grös ist nach dem Erkalten der Magnetismus des Stabes grösser, als vo Erwärmen. So kann ein scheinbar unmagnetischer Stab bei ein Erwärmung und Abkühlung wieder magnetisch werden.

II. Ein bei 100° C. magnetisirter und bei derselben Temperat schwächeren Magnetismus reducirter Stab verliert je nach der (des bei der Reduction verlorenen Magnetismus beim Erkalten et von seinem Magnetismus, oder bleibt unverändert, oder erhält auch Magnetismus.

Alle diese Eigenthümlichkeiten treten nur bei der ersten A lung eines bei 100° C., oder bei der ersten Erwärmung und A lung eines bei 0° magnetisirten Stabes auf; bei weiterem abwech

wärmen und Abkühlen verhalten sich die Stäbe wie gewöhnlich magtisirte [1]).

Auch die Vertheilung des Magnetismus ändert sich beim Erwärmen. 886
ies hat Kupffer [2]) beobachtet, indem er eine Nadel von 12 mm Länge eben einem vertical stehenden, 503 mm langen Magnetstab schwingen ess. Die Dauer von je 100 Schwingungen der Nadel wurde bestimmt, id daraus die Intensität des Magnetismus des jedesmal neben der Na-l liegenden Punktes des Magnetstabes abgeleitet. Dieselben Versuche ırden wiederholt, als der Magnet auf 100° C. erwärmt und wieder auf e frühere Temperatur abgekühlt worden war. Es ergab sich u. A.:

stand vom Süd-pol des Stabes	Magnetismus m vor dem Erwärmen	Magnetismus m_1 nach dem Erwärmen	m/m_1
156,5	0,5569	0,4376	1,273
136,5	0,7374	0,5765	1,275
116,5	0,9455	0,7280	1,299
96,5	1,1862	0,8897	1,330
76,5	1,4301	1,0559	1,355
56,5	1,6518	1,1929	1,376

Das magnetische Moment der einzelnen Theile des Stabes nimmt ernach gegen das Ende desselben bei der Erwärmung stärker ab, als der Nähe des Indifferenzpunktes. Dasselbe Resultat ergaben auch dere Versuche mit horizontal gestellten Magnetstäben.

Nach Poloni [3]), welcher die Vertheilung des Moments bei cylindri- 887
ıen Stahlstäben mittelst einer Inductionsspirale beobachtete, ändert h beim Erwärmen bis 180° in der die Vertheilung der Momente anwenden Formel $m = A\,(1 + k^{-l} - k^{-x} - k^{(l+x)})$ nur die Constante A.

Legt man einen Stab von Sheffieldstahl (von 26 mm Breite, 7 mm 888
cke und 300 mm Länge) an einen Magnet und erwärmt ihn wiederlt auf 300°, so beträgt zuletzt nach Gaugain [4]) der durch Inducnsströme gemessene Verlust an Stellen, welche 50, 150 und 250 mm

[1]) Auch Unverdorben hat später ähnliche Beobachtungen gemacht; siehe rhalten des Magnetismus zur Wärme. München 1866; Lamont, Magnetis-, p. 400*. — [2]) Kupffer, Pogg. Ann. 12, p. 133*; Kastner's Archiv 13, 145, 1828*. — [3]) Poloni, Atti della R. Accad. dei Lincei 5, p. 262, 1881*; Bl. 5, p. 802*. — [4]) Gaugain, Compt. rend. 83, p. 661, 896, 1876*; Beibl. . 119*.

von der Contactstelle mit dem Magnet entfernt sind, 0,365, 0,437, der ursprünglichen Magnetisirung. Er wächst also mit der Entfe

Dasselbe Verhältniss gilt für die nach wiederholten Erwärm und Abkühlungen des Stabes erfolgenden permanenten Veränder an temporärem Magnetismus, nur in höherem Maasse. Dieselb tragen an den betreffenden Stellen 0,41, 0,99 und 1,64.

Bei verschiedenen frisch ausgeglühten Stäben von Stahl ist d übergehende Aenderung sehr verschieden, selbst bei Stahlstäbe gleichem Ursprung.

889 Viel complicirter als der Einfluss der Temperaturänderung das Moment nicht geschlossener Magnete ist die durch Induction zu messende Aenderung der Differenz des temporären und rema Moments von Ringmagneten mit der Magnetisirung, da hierbei der erstere, wie der letztere sich verändern können. Einige Ve hierüber hat Baur[1]) mit dem §. 703 erwähnten Ringmagnet an welcher in einem doppeltwandigen Eisenblechgefäss aufgehängt und durch Bunsen'sche Brenner auf 150° erhitzt wurde.

Mit steigender Temperatur wächst bei schwachen magneti Kräften die Magnetisirungsfunction, bei grösseren nimmt sie d ab. Je kleiner die magnetisirende Kraft ist, desto grösser ist de fluss der Temperatur auf dieselbe.

Ist k_1 die Magnetisirungsfunction bei der Temperatur t_1, k_2 d bei t_2, so ist

$$k_2 = k_1 \left(1 + \frac{a - bx}{x}\, t + \frac{c}{x}\, t^2\right)$$

zu setzen, wo x die magnetisirende Kraft, $a = 5685 \,.\, 10^{-6}$, $b =$ $.\, 10^{-7}$, $c = 72 \,.\, 10^{-7}$ ist (vergl. auch §. 856 u. 858).

890 Eigenthümliche Verhältnisse ergeben sich, wenn man einen d Magnetstab erwärmt und abkühlt und dabei nicht wartet, bis er a Stellen gleiche Temperaturen angenommen hat. Die inneren k oder heisseren Stellen besitzen dann eine andere Magnetisirungsfu als die äusseren, und indem beide auf einander magnetisirend ein treten sehr complicirte Bedingungen ein.

Von diesen ziemlich unbestimmten Versuchen ohne allgem Interesse erwähnen wir nur die folgenden.

Wird ein bei hohen Temperaturen magnetisirter weicher St abgekühlt und von Neuem erhitzt, indess nicht über die Temp beim Magnetisiren, so nimmt nach Favé[2]) sein durch die Meth van Rees bestimmtes permanentes Moment bis event. zum Drei zu, bleibt aber dabei immer unter dem ersten Werth der Magneti

---

[1]) Baur, Wied. Ann. 11, p. 394, 1880*. — [2]) Favé, Compt. rend. 83, 1876*.

Maximum liegt hierbei bei einer Temperatur unter der Magnetisi-ngstemperatur. Bei wiederholten Erwärmungen und Abkühlungen terhalb der letzteren wird das Maximum immer kleiner.

Gaugain[1]) hat Stäbe von Sheffieldstahl in einem Röhrenofen zur 891
thgluth erhitzt und nach der Abkühlung bis zur Dunkelheit mittelst r Elias'schen Spirale magnetisirt. Bei weiterem Abkühlen verloren sie ht nur einen Theil ihres (mittelst der Methode von van Rees beob-hteten) verschwindenden Magnetismus, sondern derselbe kehrte sich gar um. Bei neuem Erwärmen trat der normale Magnetismus wieder f, beim Abkühlen der umgekehrte u. s. f. Bei Stäben von Allevard-hl zeigten sich nur die von Favé beobachteten Erscheinungen.

Bei häufig wiederholten Temperaturwechseln[2]) zwischen zwei be-mmten Grenzen T und t nimmt dann ein bei 350° magnetisirter Stab en stabilen Zustand an, worin er bei jeder Temperatur eine bestimmte, steigender Temperatur wachsende Magnetisirung besitzt, während Magnetisirungen unter 100° nach wiederholten Temperaturwechseln niedersten Temperatur die grösste Magnetisirung entspricht.

Werden die Stäbe daher bei der mittleren Grenztemperatur ϑ mag-tisirt, z. B. 10 mm dicke und 300 mm lange, häufig ausgeglühte Stäbe n Sheffieldstahl bei etwa 150°, so wird bei ihnen die durch Tempe-turänderungen bewirkte vorübergehende Aenderung der Magnetisirung ull. Es ist schwierig, hierbei genau die erforderliche Temperatur zu effen.

Man kann die Einzelnheiten dieser Erscheinungen an Systemen chweisen, welche aus einer Röhre und einem massiven Kern bestehen.

Wird ein solches System bei gewöhnlicher oder auch bei höherer mperatur (3 bis 400°) magnetisirt und sofort nach der Magnetisirung rn und Röhre getrennt, so erweisen sich beide in gleichem Sinne mag-isirt. Wird aber das System bei höherer Temperatur magnetisirt lässt man es vereint erkalten, so ist nach der Trennung je nach Verhältnissen ihre Magnetisirung gleich oder entgegengerichtet. war z. B. bei Versuchen von Gaugain[3]) bei verschiedenen Inten-ten I der magnetisirenden Kräfte der durch die Methode von van es gemessene Magnetismus M_k und M_r des Kerns und der Röhre nge 300 mm, äusserer Durchmesser 10 mm, Wanddicke der Röhre mm) für sich gleich nach dem Magnetisiren und vor dem Erkalten m_k und m_r nach dem Erkalten, wie folgt:

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. 85, p. 219, 1877*; Beibl. 1, p. 525*. — [2]) Gau-in, Compt. rend. 86, p. 536, 1878*; Beibl. 2, p. 283*. — [3]) Gaugain, pt. rend. 85, p. 615, 1877*.

I	M_k	M_r	m_k	m_r
3,4	4,6	8,0	— 1,5	+ 5,0
7,5	20,0	22,2	+ 2,5	+ 2,5
14,5	56,0	21,0	+ 17,2	— 15,0
20,0	80,0	27,0	+ 28,2	— 25,1
29,0	80,0	30,2	+ 28,0	— 28,0
38,0	87,2	34,0	+ 24,0	— 29,5

Das negative Vorzeichen giebt eine der magnetisirenden Kraf Spirale entgegengerichtete Magnetisirung an.

Der Grund dieser Erscheinungen ist, wie Gaugain [1]) richtig an der, dass zunächst vor dem Erkalten Kern und Röhre in gleichem normal magnetisirt sind. Bei schwachen Kräften überwiegt das Momen Röhre, bei starken das des Kernes. Bei der Abkühlung kehrt sich im ersteren Fall der Magnetismus des Kernes, im zweiten der der um, wohl indem die Temperaturänderung wie eine Erschütterun Theilchen beweglicher macht und sie nun jedesmal bei ihrer We wirkung dem Zuge des stärker magnetisirten Theiles folgen (sieh folgenden Paragraphen).

Wird das System von Neuem erwärmt und dadurch die Röhr erst erhitzt und ihr Magnetismus geschwächt, so überwiegt das M des Kernes; ist das System gleichmässig erwärmt und wird dann tet, so kühlt sich die Hülle zuerst ab, nimmt ein grösseres Mome und so tritt ihre Wirkung zuerst in den Vordergrund. Je nach der der Magnetisirung kann man demnach verschiedene Resultate erh

Trennt man nach der Magnetisirung bei hoher Temperatur und Röhre sofort, so behält der Kern nach dem Erkalten ein schwächere Magnetisirung als beim Erkalten mit der Röhre.

Bei neuer Erwärmung des für sich erkalteten Kerns erscheint die Magnetisirung des Kernes wieder, um bei höherer Temperatu der zu sinken. Ist der Kern in der Röhre erkaltet und wird von N magnetisirt, so nimmt sofort sein Magnetismus ab [1]).

Das erste Phänomen dürfte davon herrühren, dass, wenn zunäch stärkerer Magnetisirung der Kern stärker magnetisch ist, als die R letztere beim Erkalten wie ein Anker zu ersterem dient und so ihre Wechselwirkung die magnetische Richtung der Theilchen st bewahrt wird.

Die zweite Erscheinung dürfte dadurch bedingt sein, dass wenn Oeffnen des magnetisirenden Stromes die beiden Theile des System

[1]) Gaugain, Compt. rend. 85, p. 1014, 1877*.

inander entmagnetisirend einwirken, die zuerst mehr axial gerichteten Theile in die unmagnetischen Lagen zurückgedreht werden. Dann verhalten sich die Theile des Systems wie Magnete, die partiell entmagnetisirt sind und bei Temperaturänderungen zuerst ihren vor der letzten agnetisirung vorhandenen Magnetismus partiell wieder annehmen, achher aber wie gewöhnlich magnetisirte Körper beim Erwärmen eine bnahme, beim Erkalten eine Zunahme des permanenten Momentes igen.

Ich [1]) habe versucht, die Einwirkung der Wärme auf Magnete durch 892
gende Betrachtungen theoretisch zu erklären, wobei ich dieselbe in ei wesentlich verschiedene Theile getheilt habe.

Die erste Wirkung können wir als eine „Erschütterungsrkung" charakterisiren.

Wird ein Stahl- oder Eisenstab einer magnetisirenden Kraft unterrfen, und dadurch eine Drehung seiner Molecüle bewirkt, so folgen selben bekanntlich zuerst nicht völlig in die neue Gleichgewichtsge, welche der schliesslichen Richtung der Resultante aus den Molelarkräften und magnetischen Kräften entspricht. Werden die Körper schüttert, so werden die Molecüle bewegt, und dadurch werden die olecularkräfte zwischen ihnen vorübergehend geschwächt. Es wird wissermaassen die Reibung der Ruhe zwischen ihnen in die geringere ibung der Bewegung verwandelt, so dass sie dem Zuge der magnetienden Kräfte stärker folgen (vergl. §. 525). Ganz ähnlich scheinen Temperaturänderungen auf den temporären Magnetismus zu wirken. erst werden überhaupt durch jede Temperaturänderung die zwischen Molecülen der Körper wirkenden Molecular- und magnetischen äfte im Allgemeinen geändert, und die Molecüle suchen andere Gleichwichtslagen als vorher anzunehmen. Die Molecüle gerathen dabei in wegung und folgen den magnetisirenden Kräften stärker: daher zeigt eine Zunahme des temporären Magnetismus, welche auch noch bei reren auf einander folgenden Temperaturänderungen bemerkbar ist.

Nachdem diese erste „Erschütterungswirkung" nahezu ihr Maximum icht hat, treten die derselben unmittelbar zu Grunde liegenden, ect durch die Temperaturänderungen bewirkten Verderungen der molecularen und magnetischen Kräfte deutlicher hervor, welche freilich schon von Anfang an stattfanden, von der ersten Wirkung verdeckt wurden. Dieselben können auf Wirkungen beruhen. Einmal nehmen während der Erwärmung Molecularkräfte ab, welche die Molecüle in ihren gegenseitigen festhalten, dieselben folgen daher bei höheren Temperaturen dem er magnetischen Kräfte stärker; das magnetische Moment nimmt ch zu. Diese Aenderung der Beweglichkeit der Molecüle durch

[1]) G. Wiedemann l. c. §. 879.

die Erwärmung zeigt sich namentlich beim harten Stahl, dessen mit der Temperaturerhöhung abnimmt, weniger beim weichen dessen Härte dabei weniger verändert wird. Zweitens entfern in Folge der Ausdehnung durch die Wärme die Molecüle von ein sie richten sich gegenseitig weniger stark in die magnetischen Sodann wird das magnetische Moment jedes einzelnen magnetischen cüls mit der Erwärmung vermindert, wie ja auch bei sehr hohen peraturen Eisen und Stahl kaum noch im Stande sind, temporär netismus anzunehmen. Diese Wirkung ruft ebenfalls eine Verminder Magnetismus der Stäbe bei höheren Temperaturen hervor. Es kan die erste oder zweite Wirkung der Wärme überwiegen. Beim Stahl überwiegt die erstere Wirkung; daher zeigt sich eine bed Zunahme seines Momentes beim Erwärmen. Beim weichen Stahl tri selbe zurück, die zweite Wirkung überwiegt, daher eine Abnah Momentes mit der Temperaturerhöhung. — Mit wachsendem M der Stäbe müsste bei gleicher Aenderung der Molecularkräfte durch peraturwechsel die Aenderung der Lagerung der Molecüle unter E der magnetisirenden Kräfte, also die Aenderung des temporär mentes zuerst zunehmen; indess müsste dieselbe ein Maximum err da, wenn die magnetisirenden Kräfte so gross sind, dass bei allen peraturen die magnetischen Axen aller Molecüle mit der Richtu magnetisirenden Kraft zusammenfallen, bei Temperaturwechsel keine Drehung der Molecüle, also aus diesem Grunde zunächst gar Aenderung des Momentes möglich wäre. Letztere würde erst die Abnahme des Momentes der einzelnen Molecüle bei der Erwä bedingt werden.

Die beiden, neben einander hergehenden Wirkungen der E mung auf einen durch wiederholte Temperaturänderungen in ein stanten Zustand versetzten Stab können von einander gesondert achtet werden, wenn man z. B. ein, bestimmten magnetisirenden K unterworfenes Rotations-Ellipsoid oder einen sehr dünnen und Stab von Eisen verschieden starken magnetisirenden Kräften, z. einer Magnetisirungsspirale, aussetzt. Das magnetische Moment solchen Ellipsoides, welches wir der Einfachheit halber sehr la nehmen wollen, ist durch die Formel

$$M = \varkappa v X$$

gegeben, wo X die äussere magnetisirende Kraft, v das Volum Ellipsoides ist, und $\varkappa$ nach der Theorie der drehbaren Molecularm durch den (angenäherten) Werth

$$\varkappa = mn\left(\frac{3X^2 - D^2}{3X^3}\right)$$

ersetzt werden muss (§. 397 und 517). Hierin ist n eine für jede unveränderliche Grösse, m das magnetische Moment jedes Mole

s das Molecül in die Gleichgewichtslage zurückführende, bei jeder mperatur sich ändernde Drehungsmoment der Molecularkräfte.

Bestimmt man das Moment M bei verschiedenen magnetisirenden räften X und bei verschiedenen Temperaturen, so kann man die Werthe und D getrennt berechnen.

Auf die permanent magnetisirten Körper üben die Tempe- 893
turveränderungen ebenfalls eine doppelte Wirkung aus. Einmal wern dadurch die Theilchen der Körper in Bewegung versetzt, wie bei den echanischen Erschütterungen, und folgen dann mehr dem Zuge der gede wirksamen Kräfte. Deshalb bewirkt zuerst jede Temperaturverderung eine dauernde Abnahme der permanenten Magnetismen. Ist hon durch mechanische Erschütterungen die dauernde Abnahme erfolgt, fällt diese Wirkung der Temperaturveränderungen fort. Deshalb vert ein bei 100° C. magnetisirter Stab, wenn er erschüttert worden, m Abkühlen, und allgemeiner ein magnetisirter Stab, der durch öfte Hin- und Hertordiren oder Biegen u. s. f. einen dauernden Verlust Magnetismus erlitten hat, durch wiederholte Temperaturveränderun n nicht mehr von seinem Magnetismus. Ist ein Stab erst magnetisirt d dann theilweise oder ganz durch eine entgegengesetzt wirkende gnetisirende Kraft entmagnetisirt worden, so ziehen, wenn die Entgnetisirung bedeutender war, die durch die Drehung der Molecüle i der ersten Magnetisirung geänderten Molecularkräfte die Molecüle hr nach der Lage hin, welche sie bei jener Magnetisirung einnahmen. her kann sich dabei durch den Temperaturwechsel das Moment des abes vermehren. — Zu dieser dauernden Wirkung der Temperaturränderungen tritt eine vorübergehende. Jede Erwärmung kann s permanente Moment der Molecüle vermindern. Sodann lockert sie rübergehend die Theile der Körper und vermindert die Spannung, welche sie durch die Wirkung der äusseren Kräfte versetzt worden d. Deshalb kehren sie hierbei ein wenig in ihre erste Gleichgewichtse zurück, in der sie vor jener Einwirkung durch die zwischen ihnen ksamen Kräfte erhalten wurden. Die Erwärmung vermindert daher übergehend den Magnetismus. Bei der Erkältung kehren die Molee in ihre frühere Stellung zurück; der Verlust an Magnetismus ert sich wieder.

Ganz analoge Erscheinungen kann man erhalten, wenn man die mperatur von Körpern ändert, welche durch mechanische Kräfte eine staltsveränderung (Torsion) erlitten haben, und die Zu- oder Abnahme r letzteren bei der Erwärmung und Erkältung derselben beobachtet.

Auf der Aenderung der transversal-magnetischen Einstellung der 894
gnetischen Molecüle eines Eisendrahtes beim Durchleiten eines Stromes rch gleichzeitige Erwärmung beruht es wohl auch, dass die Abnahme er Leitungsfähigkeit mit der Temperaturerhöhung sehr viel bedeu-

tender ist, als bei den übrigen Metallen, nämlich 51, statt 31 bi[s]
Procent von 0 bis 100° C.[1]). Doch gehen beide Phänomene nich[t]
parallel. Der Widerstand des Stabes wächst von etwa 20 bis 300[°]
gleichförmig, nach Poloni nach der Formel

$$r = 100\,[1 + 0{,}005641\,(1 - 20)].$$

der Magnetismus m aber steigt erst langsam, dann schneller bi[s]
dann wieder langsamer bis 300°, und nimmt endlich bis zur Rot[h]
ab. So ist z. B. nach Poloni:

Temp.	20	100	150	180	200	300°
m	1	1,08	1,11	1,15	2,00	2,69
r	1	1,45	1,73	1,90	2,01	2,57

Dabei ist zu bedenken, dass bei der Aenderung des Wider[s]
des Stahles durch die Erwärmung zwei Phänomene neben ei[n]
gehen; einmal die Zunahme desselben, wie sie auch bei den ü[brigen]
Metallen stattfindet, dann die hinzutretende Wirkung der geän[derten]
Richtbarkeit der Molecüle durch den hindurch geleiteten Strom,
ausserdem noch von der Cohärenzänderung durch die Erwärmu[ng]
dingt ist.

II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisire[n]

895 Die Magnetisirung des weichen Eisens und Stahles, sowi[e]
Aenderung des einmal in demselben erzeugten Magnetismus i[st]
einer Wärmeerzeugung verbunden. Diese Erscheinung ist zuer[st]
vollständig von Joule[2]) beobachtet und gemessen worden.

Eine horizontale Glasröhre war an einer verticalen Axe be[f]
welche durch einen mit einer Kurbel verbundenen Schnurlauf in s[ch]
Rotation versetzt werden konnte. In die Glasröhre wurde ein au[s]
$1^1/_4$ Zoll breiten, $^1/_{16}$ Zoll dicken und 8 Zoll langen zusammenge[l]
nen Eisenlamellen gebildeter Kern eingelegt, sodann diesel[be]
Wasser gefüllt, und ein Thermometer hineingesenkt. Die Röhr[e]
beiderseits durch Korke geschlossen. Ein starker Elektromagne[t]
gleiche §. 366, erster Satz) wurde so aufgestellt, dass der in de[r]
röhre liegende Eisenstab als Anker diente. Wurde die Kurbel g[edreht],
so änderte sich schnell hinter einander die Polarität des rot[irenden]
Eisenstabes, und das in dem umgebenden Wasser befindliche Th[ermo]
meter zeigte eine Temperaturerhöhung an. — Wurde der Elektr[omag]
net durch Ströme von verschiedener Intensität erregt, so konnt[e]

1) Poloni, Rend. Lomb. [2] 14, Fasc. 14, 1881*; Beibl. 5, p. 879*. — 2) [J]
Phil. Mag. 23, p. 263, 347, 435, 1843*.

nerhalb der Grenzen der Beobachtung annehmen, dass der im Elektroagnet und auch in dem rotirenden Eisenstab erzeugte Magnetismus der desmaligen Stromintensität proportional war.

Die in dem Eisenstab unter sonst gleichen Verhältnissen erzeugte Värme war dem Quadrat des in ihm erzeugten Magnetismus roportional.

Waren bei Anwendung eines cylindrischen Eisenkerns von 3/4 Zoll ticke und 8 Zoll Länge die Intensitäten i der magnetisirenden Ströme ie in folgender Tabelle verzeichneten, so betrugen die an dem Thermoeter beobachteten Temperaturerhöhungen t:

i	t	$const\ i^2$
9,85	1,31	1,229
6,77	0,56	0,5807
4,17	0,16	0,2203

War der Eisenkern in der Röhre mit einer Spirale von Kupferdraht ıwickelt, deren Enden an zwei auf die Drehungsaxe aufgesetzte Mellplatten gelöthet waren, gegen welche zwei mit einem Galvanometer erbundene Metallfedern schleiften, so wurde bei der Rotation ausser er in dem Eisenstab erzeugten Wärme noch in der umgebenden Spirale ne bestimmte Wärmemenge hervorgerufen, indem in derselben bei dem orbeigehen bei den Polen des Elektromagnetes und bei der abwechselnen Umkehrung der Polarität des Eisenstabes galvanische Ströme inucirt wurden. Auch hier entsprach die Temperaturerhöhung und mitin die erzeugte Wärmemenge dem Quadrat der Intensität der den agnet erregenden Ströme.

Bei ferneren Versuchen wurde unmittelbar die Arbeit gemessen, 896 elche erforderlich war, um den Eisenstab in der Glasröhre unter verhiedenen Umständen in Bewegung zu erhalten, und diese Arbeit mit r in dem Eisenstab erzeugten Wärmemenge verglichen.

Die die Glasröhre a, Fig. 262 (a. f. S.), tragende verticale Axe war t zwei Schnüren umwickelt, welche über zwei Rollen f und g geleitet ren und an ihren Enden Wageschalen trugen, die mit gleichen Gechten belastet wurden.

Zuerst wurden die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, ı die Glasröhre a mit ihrem Inhalt, dem Eisenstab u. s. w., in Rotation ı erhalten, während der Elektromagnet m, zwischen dessen Polen sie iren konnte, noch nicht in Thätigkeit gesetzt war, also nur Reibungsdernisse und der Luftwiderstand zu überwinden waren. Die schwache

Einwirkung des Erdmagnetismus auf den Eisenstab in der F
konnte vernachlässigt werden.

Wurde nun der Elektromagnet magnetisirt, so waren be
grössere Gewichte erforderlich, um die Glasröhre *a* mit ihrem In
Rotation zu erhalten. Der Ueberschuss der jetzt angewandten G

Fig. 262.



über die vorher benutzten entsprach der Kraft, welche auf die
windung der durch die Magnetisirung erzeugten Bewegungshind
verwendet werden musste, also zum jedesmaligen Entfernen des
stabes aus der (axialen) Lage, bei welcher seine Längsaxe die P
Elektromagnetes verband. Zugleich wurde die Höhe gemessen, um
die Gewichte herabrollten, während dabei das Thermometer im
rohr *a* eine bestimmte Temperaturerhöhung angab. Das Produ
Weges mit den Gewichten entsprach der zur Bewegung de
röhre verbrauchten Arbeit. Kannte man ferner die specifische
und das Gewicht der verschiedenen, im Glasrohr *a* enthalten
per, so konnte man die Wärmemenge bestimmen, welche
des Verbrauchs jener Arbeit erzeugt wurde. Enthielt die Glasr
einen Eisenstab, so entsprach bei zwei Versuchsreihen die
Wärmemenge der Arbeit in dem Verhältniss, dass sich hierbei ei
Wasser um einen Grad Fahrenheit erwärmt hätte, während
eine Arbeit von resp. 742 oder 860 engl. Fusspfund verbrauc
den wäre.

War der Eisenstab noch mit einer mit dem Galvanometer
denen Spirale umgeben, so entsprach die Wärme der Arbeit so, d
Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. etwa 896, 1001 u
Fusspfund verbraucht waren.

Wurde endlich durch die Spirale noch ein Strom geleitet,
durch den Strom für sich ohne die Rotation erzeugte Wärme

ei der Rotation erzeugten subtrahirt, so war zur Erzeugung einer glei-
hen Wärmemenge, wie oben, eine Arbeit von 910 Fusspfund verwendet
orden.

Als Mittel aus dreizehn, in dieser Art ausgeführten Versuchen er-
ielt man die Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um
° F. verbraucht war, gleich 838 Fusspfund; oder die zur Erwärmung
on 1 kg Wasser um 1° C. verbrauchte Arbeit gleich 460 kgm. — In
ücksicht auf die Wärmeverluste, welche bei diesen Versuchsmethoden
urch Ausstrahlung, Abgabe an die Luft u. s. w. nothwendigerweise
ntreten mussten, weicht die gefundene Zahl nicht allzu sehr von dem
uf anderen, sichereren Wegen gefundenen Arbeitsäquivalent der Wärme
24 ab.

Die Wärmeerzeugung beim Magnetisiren, welche durch diese Ver- 897
che auf genaues Maass zurückgeführt worden ist, ist durch spätere
rsuche von van Breda und Grove wiederholt bestätigt worden.

van Breda[1]) legte in eine mit einer Spirale umwundene Holzrolle
an beiden Seiten geschlossenes Rohr von weichem Eisen. In das
e Ende des Rohres war luftdicht ein Thermometerrohr eingesetzt, in
lches ein Tropfen einer gefärbten Flüssigkeit eingebracht war. —
urde ein continuirlicher Strom durch die Spirale geleitet, so zeigte sich
ine Aenderung des Standes des Tropfens. Wurde aber der Strom
rch einen Interruptor 30 Mal in der Secunde geöffnet und geschlossen,
entfernte sich der Tropfen im Glasrohr von dem Eisenrohr und gab
eine Erwärmung desselben an. Ein an das Eisenrohr angelegtes
ermoelement von Wismuth und Antimon, welches mit einem Galvano-
eter verbunden war, liess gleichfalls im ersten Fall keine, im zweiten
all eine deutliche Erwärmung des Eisenrohres erkennen.

In ganz ähnlicher Weise umgab Grove[2]) die Pole eines hufeisen-
rmigen Elektromagnetes mit kaltem Wasser, um ihre Erwärmung in
lge der in den umgebenden Spiralen durch die galvanischen Ströme
eugten Wärme zu verhindern. An den zwischen die Pole gelegten
d mit Flanell bekleideten Anker des Elektromagnetes wurde eine
ermosäule angelegt. — Ein mit letzterer verbundenes Galvanometer
gte, wie bei den Versuchen von van Breda, nur bei wiederholter
terbrechung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes einen
schlag. Bei Nickel- und Kobaltankern erhielt Grove gleichfalls
zeigen von Wärmeentwickelung. Dieselbe nahm ab mit der Abnahme
r Magnetisirbarkeit der Metalle.

---

[1]) van Breda, Compt. rend. **21**, p. 961*; Pogg. Ann. **68**, p. 552, 1846*. —
Grove, Phil. Mag. **35**, p. 153, 1849*; Pogg. Ann. **78**, p. 567*, auch Jamin
d Roger, Compt. rend. **68**, p. 682, 1017, 1211, 1471, 1869*. Pilleux,
pt. rend. **94**, p. 946, 1882*; Beibl. **6**, p. 510*, erhielt mittelst einer dynamo-
ktrischen Maschine Erwärmungen bis zu 200°.

898 Diese Wärmeentwickelung in den magnetisirten Metallen kann einen doppelten Grund haben. Einmal können in der Masse derselben bei Annäherung und Entfernung von den Magnetpolen Inductionsströme entstehen, die sie gerade ebenso erwärmen, wie eine zwischen den Magnetpolen rotirende unmagnetische Masse, z. B. von Kupfer, bei welcher die ganze, zur Drehung der Masse erforderliche Arbeit auf die Ueberwindung der elektromagnetischen Gegenwirkung der Inductionsströme auf die Magnetpole verwendet wird. Bei der Rotation magnetischer Massen, z. B. von Eisen, ist aber noch die besondere Anziehung der magnetisch polarisirten Massen zu überwinden und die hierzu verwendete Arbeit kann sich gleichfalls in Wärme umsetzen, indem die Molecüle des Eisens in Folge der unvollkommenen Elasticität bei ihrer magnetischen Drehung um ihren Schwerpunkt nach der einen oder anderen Richtung eine Reibung an einander erleiden, welche ihren Bewegungszustand bald in einen statischen Gleichgewichtszustand überführt, und so ein Verlust an Bewegung eintritt.

899 Dieser doppelte Grund zeigt sich bei einigen Versuchen von Edlund[1]).

In eine Magnetisirungsspirale wurde ein der Länge nach aufgeschlitzter, hohler Eisencylinder eingelegt, gegen denselben ein mit einem Spiegelgalvanometer verbundenes Thermoelement gegengedrückt, der Strom in der Magnetisirungsspirale durch ein Zahnrad geschlossen und geöffnet und die Erwärmung w_o des Eisencylinders beobachtet. Sodann wurde der Schlitz in dem Eisencylinder durch einen Messingschieber geschlossen und wieder die Erwärmung w_g bei gleichem Verfahren beobachtet. Dasselbe Verfahren wurde zur Bestimmung der Wärmeerzeugung w_k in einem Kupfercylinder angewandt. Bei verschiedener Intensität i des magnetisirenden Stromes ergab sich:

i	w_o	w_o/i^2	w_g	w_g/i^2	i	w_k	w_k/i^2
0,445	14,63	738	15,42	778	1,419	28,3	[illegible]
0,733	40,88	761	43,79	815	2,394	79,4	[illegible]

Bei dem aufgeschlitzten Eisencylinder, in welchem keine um die Peripherie laufenden Inductionsströme entstehen können, ist also die Erwärmung etwas kleiner. In wie weit auch noch die in der Masse selbst verlaufenden Inductionsströme erwärmend wirken, ist schwer zu entscheiden. Alle Erwärmungen sind aber nahezu dem Quadrat der Stromintensität proportional, wie dies bei den dem magnetisirenden

[1]) Edlund, Pogg. Ann. 123, p. 205, 1864*.

cirenden Strom proportionalen Inductionsströmen ebensowohl statt-
'n muss, wie bei den Erwärmungen durch die Umlagerung der
netischen Molecüle, deren temporäre und permanente Ablenkungen
falls innerhalb gewisser Grenzen der Stromintensität des magneti-
iden Stromes proportional sind. Die hierbei verlorene Arbeit muss
auch dem Quadrat der Stromintensität entsprechen [1]).

Auch bei einer Reihe von sorgfältigen Beobachtungen von Cazin [2]) 900
stets die Wärmewirkung von Inductionsströmen zu der eventuellen
'mewirkung der abwechselnden Magnetisirung hinzu. Bei diesen
ıuchen waren theils Eisenstäbe in ein Reagirglas voll Petroleum ge-
:t, theils wurden am einen Ende geschlossene Eisenröhren mit Pe-
ıum gefüllt und auf die Röhren Capillarröhren voll Petroleum mittelst
s Korkes aufgesetzt. Bei anderen Versuchen wurden zwei gleiche
e Eisencylinder von 42 cm Länge, 5 cm Durchmesser und 2 mm
ılldicke an ihren Enden durch Kupferplatten geschlossen und durch
nit Wasser gefülltes Rohr verbunden. Die Cylinder waren mit Watte,
›e und Holzleisten umgeben, auf denen sich zwei ganz gleiche, aus
vei Paralleldrähten gewundene Spiralen befanden. Abwechselnd ge-
:ete Ströme wurden in der einen im gleichen, in der anderen im ent-
ıngesetzten Sinne durch beide Windungsreihen geleitet, so dass nur
eine Eisencylinder magnetisirt wurde, secundäre Erwärmungen durch
Ströme selbst sich aber compensirten.

Die Beobachtungen geschahen von Minute zu Minute, sowohl vor
auch während und nach der Wirkung der magnetisirenden Ströme.
Die Zahl der Unterbrechungen des Stromes stieg nicht über 300
ler Minute, so dass die Stäbe sich jeweilen entsprechend den wirken-
Strömen vollständig magnetisirten.

Ausserdem waren die Magnetismen und die als Polabstände $2a$ be-
hneten Werthe der Kerne nach der §. 662 erwähnten Methode mit-
; der elektrodynamischen Wage bestimmt. Es wurden Eisenröhren
folgenden Dimensionen in Decimetern benutzt:

Länge		Radius	Dicke	Windungszahl s der Spirale	$2a$
I	4,20	0,20	0,047	480	3,20
II	3,04	0,25	0,047	480	2,40
III	4,20	0,20	0,047	960	3,20

[1]) Edlund selbst schiebt freilich die ganze Erwärmung auf die Inductions-
e. — [2]) A. Cazin, Ann. de Chim. et Phys. [5] 6, p. 493, 1875*; Compt.
78, p. 845, 1874*, 79, p. 290, 1874*; J. de Phys. 5, p. 111, 1876*.

Als Resultat ergab sich:

Die in einem geraden Eisenkerne durch einen unterbrochenen S
erzeugte Wärmemenge ist unter sonst gleichen Verhältnissen dem
drat der Quantität des erzeugten Magnetismus (also in gewissen Gr
dem Quadrat der Stromintensität I und Zahl der Windungen der
netisirungsspirale) und dem Polabstand proportional.

Ist I die Stromintensität, W die für eine Stromunterbrechun
rechnete Wärmemenge, M das Moment, m der freie Magnetismus,
halbe Poldistanz, so ergaben u. A. einige Versuche:

A. Für verschiedene Stromintensitäten:

Kern I				Kern III		
I	W	M	$0{,}01\, M^2/W$	W	M	$0{,}01\, M^2/W$
0,022063	0,068	74,9	827	0,138	121	1060
0,011664	0,020	40,2	807	0,046	65,1	920

B.

	m	$2a$	W	$2m^2a/W$
I	23,4	3,2	0,068	25800
I	12,6	3,2	0,020	25300
II	21,1	2,4	0,0415	25700
III	35,6	3,4	0,138	31200
III	19,1	3,4	0,046	26900

Ferner wurde eine Röhre von 42 cm Länge, 5 cm Durchmesser
1,8 mm Dicke durch vier symmetrisch auf dieselbe aufgeschobene S
len von 8 cm Höhe, 8 cm innerem und 18 cm äusserem Durchmes
der Weise magnetisirt, dass Folgepunkte in gleichen Abständen ent
den. Die Versuche über die Erwärmung wurden nach der dritten
renzmethode bestimmt.

Die entwickelte Wärmemenge W war dem Quadrat der Anzahl
entgegengesetzt magnetisirten Abtheilungen N des Eisenkernes
gekehrt proportional. So war z. B.

$I = 0{,}0218$			$I = 0{,}0266$		
N	W	$N^2\,W$	N	W	$N^2\,W$
1	0,0177	0,0177	1	0,0218	0,0218
2	0,0048	0,0192	3	0,0028	0,0252
4	0,0011	0,0176			

In der That, würden sich die Magnetisirungen der einzelnen Abtheilungen des Stabes nicht gegenseitig stören, so würde der freie Magnetismus in jeder der N Abtheilungen des Stabes von der Länge l nur der Nte Theil von dem des ganzen Stabes m, mithin m/N, die Erwärmung also $m^2/N^2 . l/N$ und im ganzen Stabe $m^2 l/N^2$ sein, während sie für den ungetheilten Stab $m^2 l$ wäre.

Berechnet man aus der Aenderung des Standes der Flüssigkeit im Rohr und dem Volumen der in den Magnetröhren befindlichen Luft die Temperatur derselben in beiden vor und nach der Wirkung des Stromes, und kann man dieselbe der Temperatur der Eisencylinder selbst gleich setzen, so lässt sich unter Berücksichtigung des Gewichtes und specifischen Gewichtes die in den Eisenröhren selbst erzeugte Wärmemenge bestimmen, wenn man die Wärmeabgabe nach aussen vernachlässigt.

Es ergab sich bei den Zahlen n der Unterbrechungen des Stromes in Luft oder Aether die durch je eine Magnetisirung erzeugte Wärmemenge Q:

	n	W	$2\,m^2 a$	$2\,m^2 a\,/\,W$
Luft	2876 — 1945	$168 - 187 . 10^{-6}$	1855	110400000
Aether	2746 — 3363	$178 - 191 . 10^{-6}$	1855	106000000

Bei Umgebung der Eisenmassen mit geschlossenen Spiralen oder Blechhüllen treten auch in diesen Inductionsströme auf, so dass sich die Verhältnisse wesentlich compliciren (s. d. Cap. Induction).

Auch bei Versuchen von Trowbridge[1]), bei denen je zwei von zwei gleichen massiven Stangen von Cobalt, Nickel, Eisen von 15,15 cm Länge und 1,25 cm Dicke in Glasröhren voll Wasser, welche mit Infusorienerde umgeben waren, der Einwirkung herumgeleiteter alternirender Ströme ausgesetzt wurden, erwärmten zugleich Inductionsströme die Metallmasse. Diese Erwärmung war im Eisen und Cobalt nahe gleich, im Nickel kleiner.

Um zu entscheiden, ob bei der Magnetisirung von Eisenstäben neben 901
der Wärmeentwickelung durch die in ihnen beim Oeffnen und Schliessen

[1]) Trowbridge, Proceed. Amer. Acad. 1878*, p. 114; Beibl. 3, p. 289*.

resp. Umkehren des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductions
auch noch eine Erwärmung in Folge der Reibung der hin- und
gedrehten Molecüle eintritt, hat Herwig[1]) in Glasröhren voll Al
welche in ein calibrirtes Capillarrohr ausliefen, Bündel von (76)
einander isolirten Eisendrähten von je etwa 160 mm Länge und 1
Durchmesser gebracht, von denen das eine noch mit einem Hohlcy
aus Messingblech von $^1/_2$ mm Dicke und 14 mm Durchmesser um
war. Ein anderes Glasrohr enthielt nur ein Messingdrahtbündel.
drei Röhren wurden durch Pappdeckel geschützt, über den Polen
grossen Elektromagnetes möglichst symmetrisch befestigt und der
netisirende Strom in je zehn Minuten etwa 7200 mal geöffnet un
schlossen und alle Minuten umgekehrt, um die Wirkung des perm
ten Magnetismus zu neutralisiren. Dabei ergaben sich die rel
Wärmemengen:

	I Messing-drähte	II Eisendrähte	III Eisendrähte und Messingblech	II − I	III
19 Drähte	8	178	229	170	[illegible]
38 „	13	420	666	407	[illegible]
79 „	13	534	1059	521	[illegible]

Alle Zahlen sind mit 10^5 multiplicirt.

Die Zahlen II und I sollen die nicht unerheblichen Wärme
bezeichnen, welche nach Abzug der durch die Inductionsströme
Masse erzeugten Wärmemengen nur den Drehungen der Molecül
sprechen. Indess ist dies nicht richtig. In jedem einzelnen Eise
werden Inductionsströme erzeugt, welche die Eisenmolecüle richten
durch entstehen viel stärkere secundäre Inductionsströme, als in
Messingdrähten u. s. f., so dass hier wiederum die Wirkung der I
tionsströme von der der Drehungen der Molecüle nicht vollständ
trennt ist, selbst wenn man die Induction der einzelnen Eisendräht
einander vernachlässigt.

902 Bei der transversalen Magnetisirung von Eisendrähten hat
lari[2]) ebenfalls die Erwärmung nachzuweisen versucht. Zwei P
von Eisen und einem anderen Metall, Kupfer, Blei, von 1 bis
Länge waren in der Mitte umgebogen, dass ihre Hälften parallel

[1]) Herwig, Wied. Ann. 4, p. 177, 1878*. — [2]) Villari, Nuovo C
[2] 4, p. 287, 389, 1870*.

einander lagen, ohne einander zu berühren. Diese Drähte wurden in zwei neben einander befestigte Glasröhren von etwa 60 cm Länge und 20 mm Durchmesser eingeführt, so dass ihre freien Enden unten heraus ragten. Die Röhren wurden unten mit Korken geschlossen, mit absolutem Alkohol gefüllt und oben ebenfalls mit Korken geschlossen, in welche Capillarröhren eingesetzt waren. Durch die Drähte wurde vermittelst eines Commutators ein unterbrochener Strom geleitet, so dass er in dem einen Draht bei den Unterbrechungen seine Richtung bewahrte, bei dem anderen dieselbe wechselte. Bei Bleidrähten zeigte sich hierbei kein Unterschied in der Erwärmung der Drähte durch das Ansteigen des Alkohols in den Capillarröhren; bei den Eisendrähten stieg die Temperatur in dem Draht stärker an, in welchem die Stromesrichtung alternirte. Ebenso stieg in den Eisendrähten bei unterbrochenen Strömen, selbst wenn sie dieselben stets in gleicher Richtung durchliefen, die Temperatur viel bedeutender an, als in nicht magnetischen, in den Stromkreis derselben unterbrochenen Ströme eingeschalteten Drähten, wenn man diese Erwärmungen mit den durch constante Ströme erhaltenen Erwärmungen vergleicht. Das Verhältniss der Erwärmungen von Eisen- und Kupferdrähten, berechnet auf gleiche Widerstände der Drähte, wächst bedeutend mit der Zahl der Unterbrechungen; es ist bei dickeren Eisendrähten viel bedeutender (8 bis 8,5 : 1) als bei dünnen Drähten. Bei Eisendrähten ist es grösser, als bei Stahldrähten. Es ist bei dünnen Drähten bald unabhängig von der Zunahme der Stromintensität; bei dickeren Drähten wächst es mit letzterer und ist bei gleicher Stromintensität im Allgemeinen grösser bei geringem Widerstand der Säule. Nickeldrähte verhalten sich ähnlich, wie Eisendrähte, nur zeigen sie die Wirkungen schwächer. — Da die Molecüle des vom Strom durchflossenen Eisendrahtes namentlich in den peripherischen Theilen desselben stark transversal gerichtet werden, so können, wenn bei Umkehrung oder Unterbrechung der Ströme eine Rückkehr der Molecüle in die weniger magnetischen Lagen oder eine Umkehrung derselben eintritt, in den Drähten, namentlich in ihren axialen Theilen, Ströme inducirt werden. Dieselben gleichen sich zum Theil durch die ganze Leitung aus und können hierdurch keine ungleiche Erwärmung der verschiedenen, in dieselbe eingefügten Drähte hervorrufen. Zum Theil gleichen die Inductionsströme sich aber auch in den weniger stark inducirten peripherischen Theilen des Eisendrahtes aus und bedingen so secundär eine stärkere Erwärmung desselben; diese tritt daher bei dickeren Drähten besonders hervor. Endlich kann ein Theil der überwiegenden Erwärmung der bei der Hin- und Herbewegung der Molecüle verlorenen lebendigen Kraft in Folge ihrer gegenseitigen Reibung zugeschrieben werden. — Zweigt man denselben Strom zwischen den in den Glasröhren befindlichen Drähten von Eisen und unmagnetischem Metall, so beobachtet man nach Villari unter sonst gleichen Umständen ebenfalls eine stärkere Erwärmung der ersteren; indess können auch hier die im Eisendraht

auftretenden Inductionsströme, welche sich zwischen der Säule un
anderen Draht verzweigen, Störungen verursachen.

903 Da die Versuche von **W a r b u r g** (§. 485) ergeben haben, da
wiederholter temporärer Magnetisirung eines Eisenstabes durch vo
bis zu einem bestimmten Werth auf- und wieder bis zu Null abste
magnetisirende Kräfte die derselben Kraft entsprechenden versch
den Magnetismen im ersteren Fall kleiner sind, also bei der d
treffenden Kreisprocess eine Arbeit geleistet wird, so müssen auc
bei die Eisenstäbe erwärmt werden (s. die betr. Rechnungen in §.

904 **S t e f a n**[1]) hat nachgewiesen, dass die s p e c i f i s c h e W ä r m
m a g n e t i s i r t e n E i s e n s g r ö s s e r i s t, als die des unmagnet
Wird ein Stück weiches Eisen durch Zufuhr der Wärmemenge
der Nähe eines Magnetes entmagnetisirt und in unendliche Entf
gebracht, so wird dabei keine Arbeit geleistet. Wird es dort durc
ziehung der Wärmemenge W_1 auf die frühere Temperatur (0^0) ge
so kann es wieder angezogen und (bis zum Maximum) magnetisir
den, also bei der Annäherung an den Magnet Arbeit leisten. D
muss $W_1 > W_2$ sein. Obige Arbeit ist der Arbeit A_0 beim Magne
des Eisens gleich.

Ist die äussere Kraft x, das Element des magnetisirten Eise

so ist $A_0 = \int_0^m x\,d\mu = a(C_0 - c_0)\tau$, wo a das mechanische W
äquivalent, C_0 und c_0 die specifischen Wärmen des magnetisirte
unmagnetischen Eisens zwischen den Temperaturen o und τ sind
Temperatur τ, bei der das Eisen unmagnetisch wird, ist indess ni
nau bekannt. Geht man nicht von 0^0, sondern von höheren Te
turen t_1 und t_2 aus, bezeichnet die Temperaturdifferenzen $\tau -$
$\tau - t_2$ mit τ_1 und τ_2, und nimmt ferner an, dass die specifische
men des Eisens in beiden Zuständen constant bleiben, so hat ma
die Gleichungen:

$$A_1 = a(C - c)\tau_1, \qquad A_2 = a(C - c)\tau_2,$$

welche die Arbeiten beim Magnetisiren bei den Temperaturen t_1
angeben. Aus den drei Gleichungen folgt:

$$\frac{A_0 - A_1}{A_0 - A_2} = \frac{t_1}{t_2}.$$

Verzeichnet man die den einzelnen magnetischen Momente
sprechenden Arbeiten als Abscissen und die Magnetisirungsfu
als Ordinaten, so wird die Curve zuletzt zu einer Geraden, we
Abscissenaxe in einem dem Arbeitsmaximum entsprechende

[1]) **S t e f a n**, Wien. Ber. **64** [2], p. 219, 1871*.

schneidet. Die graphische Construction ergiebt bei zwei Stäben $A_0 = 162500$ und $A_0^1 = 140000$, während nach Maxwell $A_0 = m^2/8\pi$ ist (§. 422) und die Arbeit, wenn $m = 1800$, $A_0 = 129600$ wird.

Bei Erwärmung der beiden Stäbe auf resp. $t_1 = 529^0$, $t_1^1 = 287^0$ ergaben sich die Werthe $A_1 = 108000$, $A_1^1 = 105000$, woraus folgt:

$$A_0 - A_1 = 54500 = a(C-c)t_1, \text{ also } C - c = 2{,}48 \, . \, 10^{-8}$$
$$A_0^1 - A_1^1 = 35000 = a(C-c)t_1^1, \text{ also } C - c = 2{,}9 \, . \, 10^{-8}$$

Ferner ist $(A_0 - A_1)/(A_0^1 - A_1^1) = 1{,}56$, während $t_1/t_1^1 = 1{,}84$ ist. Die Arbeit ist also etwa der Temperatur proportional. Mit Hülfe von $C - c$ findet man die Temperatur τ, bei welcher das Eisen nicht mehr magnetisirbar wäre, bei dem ersten Stab gleich 1444, bei dem zweiten 1248 [1]).

Einige weitere Berechnungen in dieser Richtung hat Waszmuth [2]) angestellt: 905

Ist der Druck p, die magnetisirende Kraft x, das Moment der Theilchen eines magnetisirten Stabes μ, das Volumen v, die innere Energie U, und wird dem Magnet die Wärmemenge dQ zugeführt, so muss nach den beiden Sätzen der mechanischen Wärmetheorie:

$$dQ = dU + p\,dv - x\,d\mu \text{ und } dQ/T = d\sigma$$

sein, wo die Grössen U, v, μ, σ unabhängig von dem Wege der Aenderung, mithin vollständige Differentiale sind.

Bei der Differentiation der Gleichungen nach T und p erhält man die Gleichung:

$$\frac{1}{T}\left(\frac{dQ}{dp}\right) - \frac{d}{dp}\left(\frac{dQ}{dT}\right) = -\frac{dv}{dT} - \frac{dx}{dT}\frac{d\mu}{dp} + \frac{dx}{dp}\frac{d\mu}{dT} = -\frac{1}{T}\frac{dQ}{dp}.$$

Da bei der Magnetisirung eine Längenänderung eintritt, welche nahezu x^2 proportional ist, und bei Hinderung derselben eine entsprechende Spannungsvermehrung eintreten muss, kann man $-dx/dp$ proportional $1/x$ oder gleich L/x setzen. Ebenso wird $(dx/dT)_p = +K/x$ gesetzt, da die Erwärmung des Eisens beim Magnetisiren x^2 proportional ist. Dann folgt:

$$-\frac{dv}{dT} - \frac{1}{x}\left(K\frac{d\mu}{dp} + L\frac{d\mu}{dT}\right) = \frac{1}{T}\frac{dQ}{dp}.$$

dQ/dp ist also im Allgemeinen negativ, dem magnetischen Eisen muss Wärme entzogen werden, damit bei gesteigertem äusseren Druck seine Temperatur constant bleibt, d. h. durch die Compression des magnetisirten Eisens wird Wärme erzeugt. Mit wachsender Magnetisirung convergirt das zweite Glied der Gleichung links gegen Null, der Einfluss

1) Waszmuth, Wien. Ber. 85, p. 997, 1882*; Beibl. 7, p. 47*. — 2) Waszmuth, Wien. Ber. 86, p. 539, 1882, 87, p. 82, 1883*; Beibl. 7, p. 43*.

der Magnetisirung auf die durch die Compression erzeugte Wärme wi[...] also dann gerade sehr klein.

Befindet sich der Eisenstab im luftleeren Raum, ist also $dp =$ [...] so ergiebt sich, wenn x und T variabel sind:

$$\frac{d}{dT}\left(\frac{dQ}{dx}\right) - \frac{d}{dx}\left(\frac{dQ}{dT}\right) = \frac{d\mu}{dT} = \frac{1}{T}\,\frac{dQ}{dx}.$$

$d\mu / dT$ und dQ / dx müssen also das gleiche Vorzeichen haben. [...] ersteres für schwächere Magnetisirungen positiv ist, muss auch dQ[...] positiv sein, d. h. um die Temperatur T constant zu erhalten, m[...] Wärme zugeführt werden. Daraus folgt, dass Eisen beim Magnetisi[...] im luftleeren Raum durch schwächere Kräfte sich abkühlt. — Bei st[...]keren Kräften wird $d\mu / dT$ negativ und dann erwärmt sich das Ei[...]

Wird dem Eisen keine Wärme zugeführt, so muss, wenn M [...] Gewicht, C die specifische Wärme des Eisens bei constanter Kraft x [...]

$$dQ = \frac{dQ}{dT}\,dT + \frac{dQ}{dx}\,dx = MC\,dT + T\,\frac{d\mu}{dT}\,dx = 0$$

sein, woraus folgt:

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{T}{MC}\left(\frac{d\mu}{dT}\right).$$

Da nach den Versuchen von Waszmuth (§. 856) bei dem Dr[...] der Atmosphäre $d\mu / dT = C\mu / x - B\mu$ ist, und C und B im luftlee[...] Raum sich wenig ändern, so wird:

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{T}{MC}\left(C\,\frac{\mu}{x} - B\mu\right),$$

aus welcher Formel, welche eigentlich an Stelle der oben angenomm[...]

$$dT / dx = x / K$$

treten muss, die Temperaturerhöhung beim Magnetisiren abgel[...] werden kann [1]).

---

[1]) Auch entwickelt Waszmuth, dass eine einseitige Vermehrung [...] Zuges im Allgemeinen auf den Magnetismus eines Stabes wie eine Tempe[...] erhöhung wirken muss. In der That bewirkt nämlich die Zunahme des [...] eine Vermehrung des Momentes bei schwachen, eine Verminderung bei g[...]ren dem Maximum nahe liegenden Momenten, gerade wie eine Zunahme [...] Temperatur.

Dasselbe Resultat findet sich durch Rechnung. Ist der Luftdruck [...] den Zug des den Stab von der Länge 1 spannenden Gewichtes zu vernac[...]gen, so gilt die Gleichung:

$$dQ = dU - P\,dl - x\,d\mu,$$

woraus folgt:

$$\frac{d}{dT}\left(\frac{dQ}{dP}\right) - \frac{d}{dP}\left(\frac{dQ}{dT}\right) = \frac{dl}{dT} - \frac{dx}{dT}\,\frac{d\mu}{dP} + \frac{dx}{dP}\,\frac{d\mu}{dT} = \frac{1}{T}\,\frac{dQ}{dP}$$

Wie oben ist $dx/dT = K/x$ und $dx/dP = L/x$ zu setzen, woraus folgt, nn α der lineare Ausdehnungscoefficient und l_0 die Länge des Eisens beim llpunkt bezeichnet:

$$\alpha l_0 - \frac{1}{x}\left(K\frac{d\mu}{dP} - L\frac{d\mu}{dT}\right) = \frac{1}{T}\frac{dQ}{dT}.$$

dQ/dT giebt die Wärme an, welche dem Stabe zuzuführen ist, damit bei ergrösserung des Zuges P seine Temperatur constant bleibt. Aus der Gleihung folgt dann, dass die Abkühlung eines Eisenstabes bei der Dehnung hezu die gleiche ist, mag er magnetisirt sein oder nicht. In ähnlicher Weise d Wertheim den Elasticitätscoefficienten in beiden Fällen nahezu gleich. wird auch das Glied in der Klammer in obiger Gleichung nahezu constant, dass sich $d\mu/dP$ und $d\mu/dT$ nahezu gleich verhalten müssen, was mit aufgestellten Satze stimmt.

C.

MAGNETISCHES VERHALTEN

ALLER

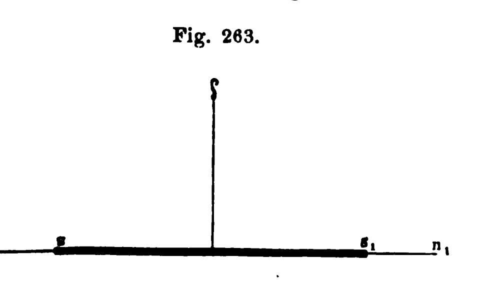
KÖRPER.

Diamagnetismus.

I. Allgemeine Gesetze.

Ausser Eisen und Stahl, Nickel, Cobalt, Magneteisenstein und Mag- 906
...tkies kann noch eine Reihe anderer Körper temporären Magnetismus ...halten, während der permanente Magnetismus in ihnen zu gering ...t, als dass man ihn mit den gewöhnlichen Hülfsmitteln deutlich beobachten könnte. — Schon in früheren Zeiten hat man die Körper dem einen Pol einer an einem Coconfaden aufgehängten, gewöhnlichen Magnetnadel oder noch besser einer astatischen Nadel genähert und beobachtet, ob man An...ungserscheinungen wahrnahm. Namentlich Saigey [1]) benutzte das ...roskop von Lebaillif [2]) (Fig. 263) zu diesen Untersuchungen. Dasselbe bestand aus zwei möglichst gleichen Magnetnadeln ns und $n_1 s_1$, ...che in entgegengesetzter Richtung in die beiden Enden eines hori...tal an einem Coconfaden aufgehängten Strohhalmes gesteckt waren. ...ähnliches astatisches System war schon früher von Arnim [3]) ange...en worden. — Ein solches System mit einem Folgepunkt erhält man ..., wenn man einen Magnetstab in der Mitte durch ein Löthrohr er-

Fig. 263.



...) Saigey, Bullet. univ. des Sciences 9, p. 89, 167, 239, 1858*. — [2]) Le-... Bullet. univ. des Sciences 8, p. 87; Pogg. Ann. 10, p. 507, 1827*. — ...n, Gilb. Ann. 5, p. 382, 1800*; vergl. auch Vassalli, Bullet. des ... p. 86; Gilb. Ann. 3, p. 116, 1800*.

hitzt, dadurch daselbst den permanenten Magnetismus zerstört und nun die eine Hälfte durch Streichen entgegengesetzt magnetisirt [1]). — Auch beobachtete man wohl, wie Brugmans, die Anziehung der in einem Schiffchen auf Wasser oder auf Quecksilber schwimmenden Stoffe durch einen genäherten starken Magnetpol. — In fast allen Fällen waren die untersuchten Körper schwach eisenhaltig, so dass sie von den Magnetpolen angezogen wurden: so die meisten Pflanzenstoffe, so auch Messing [2]), namentlich wenn es gehämmert war. Auf einem solchen Gehalt an Eisen (Magneteisenstein) beruht auch der Magnetismus, welchen manche Gesteinsmassen zeigen, in deren Nähe sich die Stellung der Compassnadel ändern kann (z. B. die Schnarcher im Harz, das Riffelhorn bei Zermatt u. s. f.). — Auf die oben erwähnte Weise lassen sich bei vielen Eisenverbindungen magnetische Eigenschaften nachweisen, so bei vielen eisenhaltigen Mineralien [3]), Spatheisenstein, Zinkeisenerz, Lievrit, Dysluit; ebenso bei den meisten Salzen und Oxyden des Eisens, Nickels, Cobalts u. s. f.

Schon Brugmans [4]) hat dagegen nach seiner Methode gefunden, dass metallisches Wismuth von den Polen des Magnetes abgestossen wird, sich also entgegengesetzt, wie das Eisen und die magnetischen Körper, verhält, und Becquerel [5]) beobachtete diese Abstossung zwischen dem Wismuth und Antimon und einem Magnetpol auch an dem Sideroskop von Lebaillif. Dieses Verhalten ist auch später bestätigt, aber meist mit dem alsbald zu erwähnenden Transversalmagnetismus verwechselt worden. Erst im Jahre 1845 hat Faraday [6]) das entgegengesetzte magnetische Verhalten der Körper von Neuem aufgefunden und gründlich studirt.

907 Auf eine einfache Weise kann man das Verhalten der magnetischen Körper und der dem Wismuth analog sich verhaltenden Körper in folgender Art studiren.

Man hängt vor dem vorn abgerundeten Pol eines geradlinigen starken, horizontalliegenden Elektromagnetes an einem Coconfaden einen horizontalen Hebel von dünnem Holz so auf, dass sich sein eines Ende dicht vor dem Pol des Elektromagnetes befindet, und befestigt an diesem

---

[1]) Selwyn, Rep. Brit. Ass. 1865, 2, p. 17. Fortschr. d. Phys. [illegible] p. 418*. — [2]) Cavallo, Phil. Trans. 1786, p. 64*, 1787, p. 6*; Munke, Pogg. Ann. 6, p. 361, 1826*. Vergl. auch Coulomb, Journ. de Phys. 54, p. [illegible] 367, 454*; Gilb. Ann. 11, p. 254*; 12, p. 394*, und Biot, Traité 3, p. [illegible] Gilb. Ann. 64, p. 395*. — [3]) Eine weitere Ausführung dieses Gegenstandes gehört in die Mineralogie. Vergl. in der neueren Literatur namentlich die Arbeiten von Greiss, Pogg. Ann. 98, p. 478, 1856*. — [4]) Brugmans, Magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes. Lugd. Batav. 17[illegible] p. 130*. — [5]) Becquerel, Bullet. univ. des Sciences 7, p. 371; Pogg. Ann. [illegible] p. 292, 1827*. — Auch Lebaillif selbst. Bullet. des Sciences 8, p. [illegible] Ann. 10, p. 507, 1827*. — [6]) Faraday, Exp. Res. Ser. 20 (Dec. 18[illegible]) folgende*.

nde eine kleine Eisenkugel. Sie wird vom Magnetpol angezogen. Eine eihe anderer Körper, wie Nickel, Cobalt u. s. f., verhält sich ebenso.

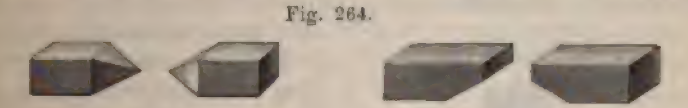
Hängt man in ganz gleicher Weise vor dem Magnete eine Kugel n Wismuth auf, so entfernt sie sich von demselben; sie wird von ihm gestossen.

Bei stärkeren Magneten genügt es, die Kugeln direct an einem länren Coconfaden aufzuhängen; auch hierbei zeigt sich der Gegensatz wischen dem Verhalten des Eisens und des Wismuths.

Um diesen Unterschied im Verhalten der Körper zu bezeichnen, gen wir, die angezogene Eisenkugel sei ein magnetischer, oder, ie Faraday[1]) sich ausdrückt, ein paramagnetischer, die abgeossene Wismuthkugel ein diamagnetischer Körper.

Die Untersuchungen über das magnetische Verhalten der Körper 908
ssen sich am besten mit Hülfe des §. 364 beschriebenen und Fig. 201 bgebildeten grossen Elektromagnetes anstellen, auf dessen Schenkel an verschiedene Halbanker (Fig. 264) auflegt. Man bringt die zu

Fig. 264.



tersuchenden Körper entweder vor den einen derselben, indem man sie einem Coconfaden auf diese oder jene Art aufhängt, oder auch zwischen einander gegenüberstehenden Endflächen derselben. Auch der Ruhmrff'sche Magnet, §. 366, Fig. 204, eignet sich sehr gut zu die- Versuchen. Wenn man einer horizontalen Polfläche bedarf, ist indess Hufeisenmagnet von der Fig. 201 abgebildeten Form mit aufzuenden Halbankern vorzuziehen.

Die Versuche über das diamagnetische und magnetische Verhalten durch einen Magnet schwach erregten Körper lassen sich auch sehr , wie es Verfasser bereits im Jahre 1848 gezeigt hat, mit ganz kleinen lektromagneten von circa 1 cm Durchmesser und etwa 15 cm Schenkelge ausführen; nur müssen dann die zwischen die Pole gebrachten örper entsprechend klein sein. Man kann die Einstellungen nach Rownd[2]) sehr gut projiciren[3]).

Als unmittelbaren Ausdruck der Thatsachen, ohne zunächst auf 909
ren Gründe näher einzugehen, kann man hinstellen, dass die diagnetischen Körper in Folge der Abstossung sich nach denjenigen llen zu begeben streben, wo die magnetische Wirkung auf sie ein

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 25, §. 2790, 1850*. — [2]) Rowland, Amer. f Sc. and Arts [5] 9, p. 307, 1875; J. de Phys. 5, p. 197, 1876*. — [3]) Vgl. Bezug hierauf den Satz von Thomson, §. 418.

Minimum, die magnetischen Körper dagegen dahin, wo sie ei
mum ist.

Hängt man daher vor die abgerundete oder zugespitzte P
eines horizontal liegenden Magnetstabes oder eines auf die er
Magnete aufgesetzten Halbankers an einem Coconfaden ein län
aus einem magnetischen Körper geformtes Stäbchen so auf,
in einer horizontalen Ebene schwingen kann, so dreht es sich
sein dem Pol zunächst liegendes Ende demselben möglichst nahe
seine Axe also die Verlängerung der Axe des Magnetes bildet; d
chen stellt sich axial. Die diamagnetischen Körper stel
dagegen mit ihrer Längenaxe in einer gegen die Magnetaxe senk
Ebene ein, sie stellen sich äquatorial. Dieselben Stellungen
die magnetischen und diamagnetischen Körper zwischen den
gegenüberstehenden, abgerundeten oder zugespitzten Flächen
beide Pole eines Magnetes aufgesetzten Halbanker an. — Die B
tung dieser Einstellung ist das bequemste Mittel, um zu ents
welcher Classe der untersuchte Körper angehört. Um diese Beob
mit Sicherheit ausführen zu können, setzt man zweckmässig
mit ihren Halbankern ver
Pole des Magnetes einen Gl
(Fig. 265), welcher oben ver
einer Fassung eine Glasröhr
Auf dieselbe ist oben eine
drehbare Fassung mit einer
talen Axe aufgesetzt, um
Coconfaden geschlungen is
dem unteren Ende desselbe
man eine Schleife, in wel
die zu untersuchenden Kör
hängt. Bedient man sich
eines an den Faden ge
Schiffchens von Papier, so
Wirkung der Magnetpole
teres zu berücksichtigen.

Fig. 265.



Bei der Beobachtung di
stellungen muss man eine
Vorsicht beobachten. Schli
den den Magnet magneti
Strom, während ein schwach magnetischer oder diamagnetisch
zwischen seinen Polen hängt, so entsteht im Moment der Sch
darin ein dem magnetisirenden Strom entgegengerichteter Ind
strom, welcher eine Abstossung des Stabes von den Polen bewirk
Oeffnen des Magnetes entsteht ein, dem magnetisirenden Strom
gerichteter Inductionsstrom, der eine Anziehung des Stabes be
Durch rechtzeitiges Schliessen und Oeffnen kann man so den

hwingungen oder sogar in Rotation versetzen. — Man würde sich ossen Irrthümern aussetzen, wenn man nach jenen Bewegungen das magnetische Verhalten der Körper bestimmen wollte. Vielmehr muss n ihre permanente Einstellung während der dauernden Magnetisirung bachten.

Man kann hierbei die Einstellung eines diamagnetischen Körpers, B. eines Wismuthstabes, viel leichter zeigen, wenn man zwischen den gnetpolen unter demselben in äquatorialer Lage einen Eisenstab hint. Dann sind ihm gewissermaassen die Magnetpole näher gebracht [1]. less sind dabei Irrungen möglich (vergleiche den folgenden Paraphen).

Sind die Polflächen des Magnetes vorn nicht zugespitzt oder ab- 910 rundet, sondern besitzen daselbst eine grössere Fläche, so können weichungen von diesem normalen Verhalten leicht zu Irrthümern ren.

Hängt man z. B. nahe vor einer verticalen, ebenen, runden oder reckigen, nicht zu kleinen Polfläche, Fig. 266 (z. B. eines auf den en Pol des Magnetes gelegten Halbankers), in horizontaler Lage ein ines Wismuthstäbchen auf, welches kürzer ist, als der horizontale rchmesser der Polfläche, so stellt es sich mit seiner Axe senkrecht gen die Polfläche, indem die von den Rändern der letzteren hauptsäch-

Fig. 266. Fig. 267.



h ausgehende Abstossung seine Masse möglichst weit von denselben fernt. In der der Polfläche parallelen Lage wäre es im labilen Gleichwicht. Ist der Punkt, um welchen sich das Stäbchen drehen kann, wenig nach der einen Seite der Polfläche verschoben, so ist die Abssung von dieser Seite etwas grösser, und die Axe des Stäbchens neigt h mit ihrem der Polfläche zugewandten Ende gegen die andere Seite r Polfläche hin.

Hängt man in ähnlicher Weise zwischen den beiden viereckigen flächen der beiden, auf die Pole des Elektromagnetes gelegten und ander nahe stehenden Halbanker, Fig. 267, ein Wismuthstäbchen, so llt es sich, wenn seine Schwingungsebene den Mitten der Polflächen spricht, axial; hebt oder senkt man es aber, so dass es in der Ebene

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 73, p. 613, 1848*.

der oberen oder unteren Kanten der Polflächen schwingt, so stellt es äquatorial, da im ersten Falle hauptsächlich die von den verti Seitenkanten der Halbanker ausgehende Abstossung auf dasselbe w und die Enden des Stäbchens in der axialen Lage möglichst weit ihnen entfernt sind; im letzteren Falle die von den oberen und unt horizontalen Kanten ausgehende Wirkung nahezu an allen Stellen selben gleich ist, und so das Stäbchen in der äquatorialen Lage magnetischen Einwirkung möglichst entrückt ist. — Ein Glasröhr voll Eisenocker, voll Eisenvitriolpulver, verhält sich gerade entg gesetzt. Es stellt sich in der Mitte zwischen den Polflächen äqua indem seine Enden sich den stark magnetischen Rändern derselben kehren, und legt sich in der Ebene der oberen oder unteren Kante Polflächen beiderseits gegen dieselben an. Auch Stäbchen von eise tigem Zink, Silber, Kupfer, Zinn u. s. f. verhalten sich ebenso, und falls Drähte von gewöhnlichem Messingdraht [1]), welche stets ge Quantitäten Eisen enthalten.

Bei weiterem Heben über die Polflächen der Halbanker hinaus sich ein etwas längeres, etwa 2 cm langes Wismuthstäbchen, wenn Halbanker auf 2 bis 3 mm einander genähert sind, wiederum axial mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen u. s. f. dagegen äquatorial, i nur so die Massen von den Stellen des Magnetes, in denen der Magnetismus besonders stark concentrirt ist, möglichst weit ent oder ihnen möglichst genähert sind.

Dieselben Erscheinungen zeigen sich, wenn auch schwächer, vor der etwas grösseren, verticalen Fläche nur eines auf den eine des Magnetes aufgelegten Halbankers oder eines Stahlmagnetes, wie schon von Seebeck [2]) und Becquerel [3]) beobachtet worden ist.

Man kann bei diesen Versuchen recht deutlich zeigen, wie die netische Wirkung auf einen zwischen die Mitten der Polflächen geb ten Körper hauptsächlich von ihren Kanten ausgeht, wenn man Tyndall (l. c.) zwischen denselben ein kleines Kügelchen von ma tischem Spatheisenstein an einem Coconfaden aufhängt. Dasselbe giebt sich von der Mitte der Polflächen gegen ihre Ränder hin.

Auch wenn man zwei gleichnamige Polflächen von beiden S sehr nahe an das aufgehängte kurze Stäbchen bringt, kann sich das Verhalten aus den gleichen Gründen zeigen. Die Polflächen wirken gegengesetzt polarisirend auf die einzelnen Theile der Körper, nach dem Ueberwiegen der Wirkung des einen oder anderen R dieser oder jener Polfläche nehmen die Körper eine gegen dieselbe neigte Stellung an.

---

[1]) Cavallo l. c.; Munke l. c.; Faraday, Exp. Res. 3, p. 461*; T dall, Phil. Trans. 1855, p. 13*. — [2]) Seebeck, Pogg. Ann. 10, p. 20 [3]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. 36, p. 337, 1827*; Pogg. A p. 622*.

Abweichend von diesem Verhalten der schwach magnetischen Kör- 911
r ist das von massiven Eisenstäben, von Glasröhren voll Eisenvitriol-
ung, in denen die Masse der magnetischen Körper ein Continuum
det. Werden diese vor der Polfläche aufgehängt und nähert sich ihr
es Ende der letzteren, so dreht sich dieses Ende sogleich der Polfläche
, dass es ihr möglichst nahe kommt.

Dieses verschiedene Verhalten der magnetischen Körper beruht nur f der veränderten Vertheilung ihrer magnetischen Masse. Bei den erst genannten Körpern, z. B. bei schwach magnetischem Messing-aht, liegen die einzelnen magnetischen Theilchen so weit von ein-der entfernt, dass sie nach ihrer Magnetisirung durch den Magnet ch noch nicht gegenseitig richten, so dass die Anziehungswirkung r Polflächen auf jedes derselben unabhängig von den anderen ein-irkt. Bei den zweiten Körpern, wie Eisen, wird aber, sobald das e Ende sich der Polfläche nähert, und die daselbst befindlichen Mole-le stärker magnetisch werden, sogleich eine magnetisirende Rückwir-ng auf die folgenden Theilchen ausgeübt, der Körper erhält in der chtung seiner Längenausdehnung eine magnetische Axe, deren eines, r Polfläche zugekehrtes Ende eine ihr ungleichnamige, deren anderes, n derselben entfernteres Ende eine ihr gleichnamige Polarität erhält. s erstere Ende nähert sich daher möglichst der Polfläche. — Bildet n den länglichen Körper so, dass in der auf seiner Axe normalen chtung die magnetischen Theilchen leichter gegenseitig auf einander tend einwirken können, als in der Richtung der Axe selbst, so stellt sich, wie die erstgenannten schwach magnetischen Körper, parallel der fläche. Einen solchen Körper stellt z. B. eine Glasröhre dar, in wel-r kreisrunde, verzinnte Eisenbleche oder noch besser abwechselnd enbleche und Papierscheiben [1]) auf einander geschichtet sind.

Dieses verschiedene Verhalten hat in früheren Zeiten Veranlassung eben, die paramagnetischen Körper in zwei Classen zu theilen, in die wöhnlichen, stark magnetischen Körper, wie Eisen u. s. f. d die transversal magnetischen Körper, wie Eisenoxyd, eisen-ltige Metalle u. s. f.

Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ist indess ein rein secun-ärer; die daraus entspringenden Fehlerquellen lassen sich bei Anwen-ng abgerundeter oder zugespitzter Anker vermeiden.

Die überwiegende Anziehung der magnetischen und Abstossung der 912
magnetischen Körper von den stärker magnetisirten Punkten der
flächen eines Magnetes kann zu einigen anderen Erscheinungen Ver-
lassung geben.

Hängt man z. B. über der Mitte der runden, horizontal gestellten fläche eines Magnetpoles eine kleine Wismuthkugel auf, so bleibt sie

[1]) Seebeck, l. c.

in Ruhe. Hängt man sie näher an dem Rande über der Polflä
so wird sie nach der Mitte hin bewegt, da dort der Magnetism
Polfläche weniger stark ist. Führt man sie aber über den Ra
Polfläche hinaus, so wird sie nach aussen hin abgestossen. Eine
oder Nickelkugel, eine Kugel von Eisenvitriol u. s. f. verhält sich
umgekehrt. Sie sucht sich den stärker magnetischen Rändern d
fläche zu nähern [1]).

Entsprechend entfernt sich Wismuthpulver, welches man au
die Fläche eines Magnetpoles bedeckenden Papierbogen streut, v
Rändern derselben, während Eisenfeile sich zu ihnen hinbegeben

Hängt man ferner gerade über dem Rande der Polfläche an
Coconfaden ein Wismuthstäbchen auf, so stellt es sich radial zu
ben, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen, ein eisenhaltige
stab u. s. f. dagegen tangential [3]).

913 Es hat keine Schwierigkeit, durch Aufhängung zwischen de
abgerundeten, einander gegenüberstehenden Flächen der Halbank
starken Magnetes das magnetische Verhalten der verschiedenar
Körper im Allgemeinen zu bestimmen. Die festen Körper wend
dabei am besten in Form von kleinen Stäbchen an. Die pulverfö
Körper schliesst man in Glasröhren ein. Doch muss man darauf
sicht nehmen, dass auch letztere vom Magnete bewegt und zwar
eines Eisengehaltes meist von demselben angezogen werden.

Die Flüssigkeiten werden, ebenso wie die Pulver, in Glasröhr
geschlossen und so zwischen den Polen des Magnetes aufgehän



Fig. 268.

Fig. 269.

Man kann auch, um den Diamagne
der Flüssigkeiten zu untersuchen,
Polflächen des Magnetes parallelepip
Halbanker, darauf ein Glimmerblatt
und die Flüssigkeit zwischen den geg
stehenden Rändern der Pole hinaufgie
Ist die Flüssigkeit magnetisch, so
sie sich zu den Polen hin und ihr
sinkt in der Mitte zwischen denselbe
sie diamagnetisch, so erhebt sie sich
nach der äquatorialen Richtung gestreckten und nach den Polen a
den Sattel (Fig. 268 und 269). — Wendet man statt des Glimmer
ein flaches Uhrglas an, welches man zwischen die Magnetpole se
ändert die Flüssigkeit unter dem Einfluss des Magnetismus ihre
förmige Oberfläche in eine elliptische um, in der die grösste Axe

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 20, §. 2298 u. flgde. 1845*. — [2]) Fa
ibid. §. 2304*; vgl. auch Guthrie, Phil. Mag. [4] 41, p. 15, 1871*. —
Oersted, Pogg. Ann. 75, p. 445, 1848*. — [4]) Plücker, Pogg. A
p. 568, 1848*.

gnetischen Flüssigkeiten axial, bei den diamagnetischen äquatorial richtet ist.

Man kann auch nach Quet[1]) eine kleine Menge der Flüssigkeit in dünnes Glasrohr einsaugen und dasselbe horizontal in äquatorialer ge zwischen die Magnetpole bringen, so dass das Ende der Flüssigtssäule gerade in die axiale Linie fällt. Je nachdem sie magnetisch r diamagnetisch ist, bewegt sie sich bei Erregung des Magnetes zwien die Pole hinein oder entfernt sich von ihnen. Legt man bei magnetischen Flüssigkeiten die Röhre in axialer Richtung über die lflächen, so weicht die Flüssigkeitssäule bis jenseits derselben nach ssen.

Füllt man einen aus zwei 4 mm von einander abstehenden Glas- 914 atten geformten Trog halb mit einer magnetischen Eisenchloridlösung d darüber halb mit diamagnetischem Nelkenöl und setzt ihn mit seiner ngsaxe in äquatorialer Richtung zwischen die Magnetpole, so hebt h die Eisenlösung entsprechend zwischen ihnen; bei starken Kräften mmelt sie sich um die axiale Linie in Form eines Kreises[2]).

Vertheilt man in diamagnetischem Olivenöl eine alkoholische, magtische Lösung von Eisenchlorür von gleicher Dichtigkeit in Tropfen d setzt sie zwischen die Magnetpole, so sammelt sich die Eisenchlorürung an den Polen und das Olivenöl flieht von denselben[3]).

Eine Concentration der Lösungen magnetischer Stoffe, z. B. von 915 enlösungen, an den Magnetpolen lässt sich dagegen weder auf chemiem Wege nachweisen, noch indem man einen durch dieselben nahe Pol eines Elektromagnetes in äquatorialer Richtung hindurchgehen- Lichtstrahl mit einem ferner davon durchgehenden interferiren lässt. der Erregung des Magnets bleiben die Interferenzerscheinungen unndert[4]).

Vermittelst der einen oder der anderen Methode erweisen sich als 916 gnetisch in absteigender Linie[5]):

Eisen Nickel Cobalt Mangan Chrom Cer.

In aufsteigender Linie diamagnetisch sind dagegen:

Wolfram	Arsen	Blei	Zink
Iridium	Gold	Quecksilber	Antimon
Rhodium	Kupfer	Cadmium	Wismuth
Uran	Silber	Zinn	

[1]) Quet, Compt. rend. 38, p. 562, 1854*. — [2]) Marangoni, Rivista nt. Industr. 13, p. 9, 1881*; Beibl. 5, p. 615*. — [3]) Matteucci, Compt. 36, p. 917, 1853*. — [4]) Righi, N. Cimento [3] 3, p. 235, 1878*; Beibl. 718*. — [5]) Siehe namentlich Faraday, Exp. Res. Ser. 20 und flgde.

Sehr stark diamagnetisch ist Tellur, ebenso auch Schwef Selen und auch Thallium [1]). Schwach diamagnetisch sind Ni Tantal [2]).

Man kann bei diesen Versuchen nicht vorsichtig genug sei schon die geringsten Spuren von metallischem Eisen unter Einfluss Magnetes einen Magnetismus annehmen, welcher den Diamagnet sämmtlicher diamagnetischer Körper bei gleichem Gewicht um me das 100000fache übersteigen kann. Reducirt man z. B. Kupfe möglichst eisenfreien Lösungen von Kupferchlorid oder schwefels Kupferoxyd durch Zink, welches etwaige Spuren von Eisen in der L nicht mit fällt, so ist das Kupfer nach dem Trocknen in der Luft di netisch. Spuren von Eisenoxyd ändern, da dasselbe nur schwach netisch ist, dieses Verhalten in qualitativer Beziehung nicht zu Wird das Kupfer aber aus dem aus den gleichen Lösungen erhal Kupferoxyd durch ganz reinen, elektrolytisch gewonnenen Wass reducirt, so ist es fast stets schwach magnetisch, da hier auch die S des vorhandenen Eisens reducirt werden [3]). Käufliches Kupfer ist seines Eisengehaltes meist magnetisch. — Auch käufliches Platin, ches meist in eisernen Formen gepresst oder mit eisernen Instrum bearbeitet ist, ist magnetisch, wie auch Faraday fand. Ebenso sich das uralische, natürliche Platinerz zuweilen äusserst stark magnetisch, so dass Eisenfeile daran haften [4]). Wird das Platin da aus möglichst reinem Platinsalmiak durch Erhitzen im Luftstrom gestellt, so ist es diamagnetisch [3]). — Der Magnetismus des durc galvanischen Strom mit Wasserstoff beladenen Palladiums ist nicht besonderen Magnetismus des Wasserstoffs zuzuschreiben [5]), so eventuell einer Reduction von etwas Eisen. Das mit Wasserstof ladene Palladium ist im Gegentheil schwächer magnetisch, al nicht beladene, welches ebenfalls seinen Magnetismus einem ger Eisengehalt verdankt. Ein Kreuz aus zwei Palladiumblechen, deren mit Wasserstoff beladen ist, stellt sich, zwischen den Magnetpolen gehängt, mit den beladenen Flächen äquatorial [6]). Aus Palladiu miak durch Glühen an der Luft dargestelltes Palladium ist magnetisch.

Sehr zweifelhaft sind wegen der erwähnten Fehlerquellen di gaben von Faraday, dass Silicium stark, Beryllium schwach m tisch wäre, ebenso Aluminium, Kalium, Natrium [letztere von La aus einer alkoholischen Lauge durch Elektrolyse erhalten].

---

[1]) Böttger, Frankf. Jahresber. 1863, p. 26*. — [2]) Poggendorff Ann. 73, p. 619, 1848*. — [3]) Kokscharof, Bullet. de St. Petersb. 7, p Archives des sc. phys. et nat. Nouv. Sér. 29, p. 165, 1867*. — [4]) G. W mann, Galvanismus, 2. Aufl., 2 [1], p. 642, 1867*. — [5]) Graham, Comp 68, p. 101; Pogg. Ann. 136, p. 317, 1869*. — [6]) Blondlot, Compt. re p. 68, 1877*; Beibl. 1, p. 634*. Beetz, Wied. Ann. 5, p. 19, 1878*, ve G. Wiedemann, l. c. — [7]) Lamy, Ann. de Chim. et de Phys 51, 1857*.

In den flüssigen Amalgamen von Eisen, welche man bei der Elek-
lyse einer Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul durch den Strom
es Daniell'schen Elementes unter Anwendung von Quecksilber als
gativer Elektrode erhalten kann, bewahrt das Eisen fast vollständig
ne magnetischen Eigenschaften[1], ebenso in seiner Legirung mit
tin[2].

Die Oxyde und Salze von Eisen, mit Ausnahme des diamagnetischen 917
ben Blutlaugensalzes, sind magnetisch, ebenso die Oxyde und Salze
Nickel, Cobalt, Mangan, Cerium, Didym, Chrom, Titan (?)[3], sowie
en wässerige Lösungen bei nicht zu grossen Verdünnungen. Die
omsauren Salze dagegen sind diamagnetisch. — Löst man zwei-
h chromsaures Kali in schwefelsäurehaltigem Wasser und setzt Alko-
l hinzu, so ist die Lösung diamagnetisch. Erhitzt man sie aber bis
r Reduction der Chromsäure zu Chromoxyd, so wird sie magnetisch[4].
Die Oxyde und Salze von Platin, Palladium, Rhodium, Aluminium,
i, Silber, Antimon, sowie die Salze der übrigen diamagnetischen Me-
le sind alle diamagnetisch, mit Ausnahme von Kupferoxyd, Silber-
eroxyd (?) und Antimonsäure (?)[5]. Wird Colcothar in einer in der
htung der Declinationsnadel liegenden Röhre zum Hellrothglühen
itzt, so erhält man ein graues, stark polares Oxyd[6].
Die Verbindungen von Kalk, Baryt, Magnesia, Mangan-, Nickel-,
altoxydul, Kupferoxyd, Bleioxyd mit Eisenoxyd sind alle magnetisch[7].

Die Salze des Kupferoxyds sind magnetisch, die Oxydulsalze sind 918
egen diamagnetisch. Wasser, Eis[8], Alkohol, Aether, Schwefel-
re, Salpetersäure, Borsäure u. s. f., geschmolzenes Wachs, Lösungen
alkalischen und Erdsalzen, auch eisenfreies Flintglas, Holz, Fleisch,
mblätter sind diamagnetisch. Gewöhnliches Glas ist meist eisenhal-

---

1) Joule, Journ. Chem. Soc. 2. Ser. 1, p. 378, 1863*; Chem. Centralblatt
4, p. 222*. — 2) Daubrée, Compt. rend. 80, p. 526, 1875*. — 3) Auch
llaston, Phil. Trans. 1823, p. 400*, fand Titansäure magnetisch, schrieb
aber auf einen Gehalt an Eisen. — 4) Faraday, Exp. Res. Ser. 21,
356, 1846*. — 5) Matteucci, Cours d'induction, Paris 1854, p. 254*.* Die
achtung von Malaguti (Ann. de Chim. et de Phys. [3] 69, p. 214, 1863*),
das durch Calcination organischer Eisenoxydulsalze oder freiwillig an der
oxydirten kohlensauren Eisenoxyduls erhaltene Eisenoxyd viel stärker mag-
ch ist, als das aus Eisenoxydsalzen niedergeschlagene Oxyd, kann sehr wohl
einer theilweisen, wenn auch sehr geringen Reduction von Eisen bei der
ination beruhen. — Aehnlich mag es sich mit der Beobachtung verhalten,
Peridot und Pyroxen in einer durch einen Sauerstoffstrom angeblasenen
bolflamme eine schwammige oder emailartige, polarmagnetische Masse
n, während sie selbst nicht polarmagnetisch sind, sondern nur paramagne-
. Die geschmolzene Masse ist zuweilen mit einer polarmagnetischen Kruste
kt, die der der Aerolithen entspricht (Larocque und Bianchi, Ann. de
m. et de Phys. [4], 1, p. 241, 1864*). — 6) Sidot, Compt. rend. 67, p. 175,
. — 7) List, Chem. Ber. 9, 1512, 1876; Beibl. 3, p. 40*; vergl. auch
th, Compt. rend. 80, p. 301, 1875*. — 8) Brunner, Pogg. Ann. 79, p. 173,
*.

tig und dadurch magnetisch. — Blut und Milch zeigen auf einem merblatt eine Abstossung der ganzen Masse und ausserdem no besondere Bewegung der in ihnen schwimmenden Blut- und Fet chen an den Polen, die durch das Mikroskop beobachtet werden kan Lösung von gelbem Blutlaugensalz ist stärker diamagnetisch al ser, während Lösung von Cyankalium einen nur wenig von dem d sers verschiedenen Diamagnetismus besitzt. Indess ist das gep gelbe Blutlaugensalz entschieden diamagnetisch. Die Masse des Blutlaugensalzes ist dagegen entschieden magnetisch[2]. — Ma bei der Untersuchung dieses, so wie anderer krystallisirter Salze ben in Pulverform anwenden, da ganze Krystalle sich leicht dur eigenthümliche Structur anders einstellen, als es das Verhalte Masse für sich erwarten lässt[3]. — Dass Cyannickel, Cyanei Cyankobalt, Kobaltideyankalium, die der Ferrideyanwasserstoffsä logen Verbindungen paramagnetisch, die Verbindungen der Fer wasserstoffsäure mit magnetischen Metallen paramagnetisch, mit netischen diamagnetisch sind, die Verbindungen von Cyannickel netisch sind, ist von Wiesener[4]) nachgewiesen worden. Angaben siehe unter den quantitativen Bestimmungen des M mus der Substanzen.

919 Der Magnetismus der Gase ist schwierig zu untersuch die festen Hüllen, in welche man sie einschliesst, gewöhnlich vom Magnet beeinflusst werden, dass die Einwirkung auf d selbst völlig verschwindet. Eigentlich müsste man den Magn der Gase im luftleeren Raume bestimmen. In der Luft selbst anderen Gasen ergiebt sich nur, ob ein Gas magnetischer oder magnetisch als dieselben ist. — Dieses letztere Verhalten hat Far in folgender, sinnreicher Weise dargelegt. Die Gase strömten d —förmiges Rohr mit verticaler Oeffnung in einem verticalen zwischen die Pole des Magnetes. Das Rohr hatte seine Oeffnun halb und war unter den Magnetpolen aufgestellt, wenn das Ga ter als die umgebende Luft war; im entgegengesetzten Falle über, den Magnetpolen mit seiner Oeffnung nach unten ang In dasselbe wurde ein kleines, mit Chlorwasserstoffsäure bef Löschpapier gelegt. Seiner Oeffnung gegenüber waren auf ein stell drei kleine, parallele, fingerdicke Glasröhrchen aufgestellt, in der axialen Linie, die beiden anderen an jeder Seite dersel diese Röhrchen waren mit Ammoniakflüssigkeit getränkte Str

---

1) Plücker, Pogg. Ann. **73**, p. 575, 1848*. — 2) Arndtsen, P **54**, p. 605, 1858*; Plücker, l. c. — 3) Plücker, Pogg. Ann. **74**, p. Tyndall, Phil. Trans. 1856, **1**, p. 254*; Arndtsen, l. c. — 4) Wi Wiener Berichte **46** [2], p. 175; Pogg. Ann. **119**, p. 336, 1863*. — day, Exp. Res. Ser. **21**, §. 2400 u. flgde., 1846*; Phil. Mag. [3] **31** 1847*; Exp. Res. Vol. **3**, p. 467*.

liesspapier eingelegt. Der ganze Apparat war zur Vermeidung der uftströmungen mit einem aus Wachspapier und Glimmerplatten zummengesetzten Kästchen von 6″ Länge und 4″ Breite und Höhe deckt.

Strömen die Gase ohne Einwirkung des Magnetes aus, so gelangen e in die mittlere Röhre. Wirkt aber der Magnet, so wird der Gasrom aus seiner Richtung abgelenkt und gelangt in eine andere Röhre, nachdem er vom Magnet angezogen oder abgestossen wird. Lässt an z. B. Wasserstoff gerade in der Mitte unter den Magnetpolen austen, so theilt sich der Strom in zwei Theile, die, wie die Zinken einer immgabel, sich zu beiden Seiten der Magnetpole in der Aequatorialene erheben.

Bei den gefärbten Gasen, Jod und Bromdampf, salpetrichter Säure, rdichtetem Wasserdampf, sieht man schon an der Richtung des Gasromes ohne Weiteres, ob die Gase magnetischer oder diamagnetischer nd, als das umgebende Medium.

Man kann das magnetische Verhalten der Gase auch sehr gut zein, wenn man sie in eine Blase füllt, welche vorn ein, durch einen ahn verschlossenes, dünnes Ausströmungsrohr trägt. Taucht man die itze des Rohres in Seifenwasser, bildet durch Oeffnen des Hahnes eine eifenblase, welche an dem Rohre hängen bleibt, und bringt sie in den inkel zwischen den, in geneigter Stellung gegen einander geschobenen albankern eines Elektromagnetes, so weicht sie, falls sie mit Luft gelt ist, wegen der Abstossung des Seifenwassers sehr schwach in uatorialer Richtung aus. Wird die Blase mit ölbildendem Gase gefüllt, flieht sie sehr viel stärker von den Polen. Das ölbildende Gas ist o stärker diamagnetisch oder weniger magnetisch, als die umgebende ft. Füllt man die Seifenblase mit Sauerstoffgas, so wird sie zu den gnetpolen hingezogen; das Sauerstoffgas ist also magnetischer oder niger diamagnetisch als die Luft [1]. — Beleuchtet man die mit den sen gefüllten Blasen mit elektrischem Licht, so kann man ihr magtisches Verhalten auch einer grösseren Versammlung zeigen [2].

Mittelst der zuerst angegebenen Methode fand sich in der Luft 920
agnetisch: Sauerstoffgas. Dieses magnetische Verhalten des Sauerstoffgases kann man auch nachweisen, indem man eine wohlausgeglühte hle, welche sich zwischen den Magnetpolen in äquatorialer Lage einllt, in Sauerstoffgas eintaucht. Der absorbirte Sauerstoff bewirkt dann, ss sie sich axial stellt.

Weniger magnetisch als die Luft, oder diamagnetisch verlten sich in derselben Stickstoff (schwach), Kohlensäure, Kohlenoxyd,

---

1) Plücker, Pogg. Ann. 73, p. 551, 1848*; Faraday, Exp. Res. Ser. 25, 2758 bis 2769, 1850*. — 2) Chautard, Compt. rend. 64, p. 1141, 1867*; gg. Ann. 131, p. 656, 1867*.

Stickoxydul, Stickoxyd (sehr schwach), Chlor, Brom- und Jod[illegible] Cyan, Wasserstoff (stark), ölbildendes Gas, Steinkohlengas, schwef[illegible] Säure, Chlor- und Jodwasserstoff, Fluorkieselgas, Ammoniakgas; Plücker auch Quecksilberdampf, welcher mit condensirtem Queck[illegible] und Wasserdampf, der mit condensirten Wassertröpfchen gemengt

Wurde der die Magnete einschliessende Kasten, statt mit mit Kohlensäure gefüllt, so waren in ihr magnetisch: Sauer[illegible] Stickoxyd, Luft; diamagnetisch: die übrigen Gase, auch Kohlen[illegible] welches in einem gleichen Volumen die gleiche Menge Kohlen[illegible] aber nur die Hälfte des magnetischen Sauerstoffs, wie die Kohlen[illegible] enthält.

In Steinkohlengas waren magnetisch: Sauerstoff, Luft (schw[illegible] diamagnetisch: die anderen Gase.

In Wasserstoff magnetisch: Luft, Sauerstoff, Stickoxyd; dia[illegible] netisch: die anderen Gase, namentlich Stickstoff, Stickoxydul, ölbi[illegible] des Gas.

921 Auch hat Faraday[1]) an dem Ende des horizontalen Hebels Drehwage ein horizontales Querstück befestigt und an dessen b[illegible] Enden zwei möglichst gleiche, an beiden Seiten zu Spitzen ausge[illegible] und mit verschiedenen Gasen gefüllte Glasröhren gehängt. Der Ap[illegible] wurde so aufgestellt, dass die beiden Glasröhren in der Aequatorial[illegible] zu beiden Seiten der Pole eines starken Magnetes hingen. Bei der [illegible] regung des letzteren wurde die mit dem stärker magnetischen gefüllte Röhre zwischen die Magnetpole hineingezogen, die mit weniger magnetischen oder diamagnetischen Gase gefüllte entfernte von ihnen. Auf diese Weise liess sich nachweisen, dass mit der [illegible] dünnung des Gases, z. B. des Sauerstoffs, die Wirkung des Mag[illegible] auf dasselbe abnimmt (vergl. auch den folgenden Abschnitt).

In einer anderen Weise hat Plücker[2]) den Diamagnetismus [illegible] Luft nachzuweisen versucht, indem er zwischen die auf die Pol[illegible] Magnetes gesetzten Halbanker ein Kästchen von dünnem Messing [illegible] stellte, in dessen eine Seitenfläche eine Glasröhre von 1 mm Durchm[illegible] eingekittet war. In die Glasröhre wurde ein Alkoholtropfen als [illegible] gebracht. Wurde der Magnet erregt, so ging der Alkoholtropfen im [illegible] rohre nach aussen, so dass die Luft im Messingkasten von den Ma[illegible] polen abgestossen und daselbst ausgedehnt zu werden schien. [illegible] wäre es dennoch möglich, dass dieses Ergebniss durch die magnet[illegible] Wirkung auf die Wände des Blechkastens bedingt war, wodurch [illegible] innere Raum desselben verkleinert wurde. Faraday hat bei ähnl[illegible] Versuchen keine bestimmten Resultate erhalten[3]).

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 25, §. 2770 u. flgde. 1850*. — [2]) Plü[illegible] Pogg. Ann. 73, p. 580, 1848*. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. 25, p. [illegible] 1850*.

Bei den oben beschriebenen Versuchen über das magnetische Ver- 922
en der festen und flüssigen Körper haben wir angenommen, dass das
lium, in welchem sie sich zwischen den Magnetpolen befinden, keinen
fluss ausübt. In der That können wir den Einfluss der Luft wegen
r geringen Masse in den meisten Fällen vernachlässigen. Dem ist
ch nicht so, wenn das die Körper umgebende Medium einen grösseren
gnetismus oder Diamagnetismus besitzt [1]).

Hängt man z. B. eine mit verdünnter Lösung von schwefelsaurem
noxydul gefüllte Glasröhre zwischen die Magnetpole, so stellt sie sich
l. Setzt man aber zwischen die Pole ein mit einer concentrirteren
ung desselben Salzes gefülltes Glas und hängt die gefüllte Glasröhre
in, so stellt sie sich äquatorial [2]). Hängt man ebenso vor dem einen
gnetpole an einem Coconfaden eine mit verdünnter Eisenvitriollösung
llte Röhre vertical auf, so wird sie angezogen. Schwebt sie aber in
concentrirteren Lösung, so wird sie abgestossen.

In gleicher Weise stellt sich eine mit Aetherdampf gefüllte Glasröhre
ler Luft äquatorial, in flüssigem Aether axial ein.

Setzt man ferner auf die eine horizontale Polfläche eines starken
tromagnetes ein mit Eisenvitriol gefülltes Glas und lässt darin ein
einer Glaskugel versehenes und mit Quecksilber gefülltes Aräo-
erohr schwimmen, welches für sich vom Magnete wenig beeinflusst
, so steigt es beim Schliessen des magnetisirenden Stromes in die
e. Vertauscht man dagegen die Lösung mit Schwefelkohlenstoff oder
ser, so sinkt es beim Magnetisiren tiefer in die Flüssigkeit ein.

Um in Bezug hierauf Bestimmungen zu erhalten, setzte Plücker [3]) 923
len einen Pol eines Magnetes ein, unten mit einem dünnen Glimmer-
chen verschlossenes Lampenglas. Er senkte in dasselbe eine Kugel
Wismuth von 10 bis 12 mm Durchmesser, welche an einem Cocon-
an der einen Schale einer Wage hing, so weit ein, dass sie ge-
das Glimmerblatt berührte, und bestimmte die Gewichte, welche
lerlich waren, um beim Magnetisiren des Magnetes die vom Pol
tossene Wismuthkugel wieder mit dem Glimmerblatte in Berüh-
zu bringen. Wurde das Glas mit verschiedenen Flüssigkeiten ge-
, so waren die hierzu nöthigen Gewichte verschieden. Sie betrugen
bei der Wismuthkugel in

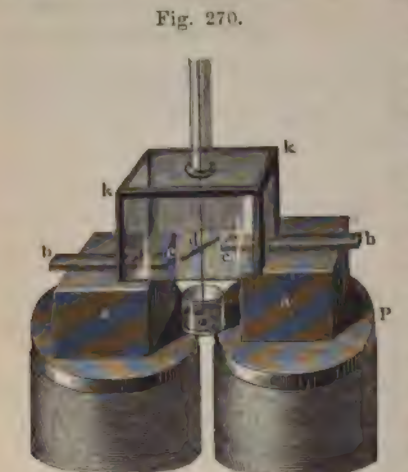
Luft	785 mg
Wasser	745 mg
Eisenchlorid	885 mg

Im Eisenchlorid war also die Abstossung des Wismuths viel bedeu-
r als in der Luft, im Wasser aber kleiner.

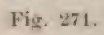
Faraday, Exp. Res. Ser. 21, §. 2401, 1846*. — [2]) Faraday, Exp.
er. 21, §. 2362 und folgende, 1846*. — [3]) Plücker, Pogg. Ann. 77,
, 1849*.

924 Quantitative Versuche hat hierüber E. Becquerel[1]) ang
Derselbe hat auf die Pole *P* eines sehr starken Elektromag
Fig. 270, viereckige Eisenmassen *a* gelegt, welche gerade mit der u
Fläche des Kastens *k* einer darauf gestellten Drehwage zusammen

Fig. 270.



Auf dieselben wurden in
Richtung einander parallel,
nicht ganz in einer geraden
parallelepipedische Eisenstäbe
legt, welche bis an den Kast
Drehwage heranreichten. Au
Boden der letzteren waren zw
dere kleine Eisenstäbe *c* von
selben Querschnitte befestigt,
durch die Wände des Kasten
durchgingen und sich an die
b anlegten. Diese Eisenstäbe
Endflächen im Inneren der
wage 3 cm von einander abst
waren ein wenig seitlich geg
ander verschoben, so dass die
überstehenden Seitenflächen
3 mm von einander entfernt
In einer Schleife an dem Faden der Drehwage wurden die zu
suchenden Körper *d* in Form von Stäbchen in horizontaler Lage zw
die Eisenstäbe *c* gehängt. Unten war daran vermittelst eines
Coconfadens eine Bleikugel befestigt, welche in Wasser oder Chlor
lösung tauchte, um die seitlichen Schwankungen zu verhinder
Kopf der Drehwage wurde so gedreht, dass die Stäbchen sich i
bestimmten Lage befanden, welche durch ein seitliches Mikrosk
werden konnte. Beim Schliessen des den Magnet erregenden
wurden sie von den Magnetpolen zurückgestossen. Vermittelst d


Fig. 271.



hung des sie tragenden Fadens konnte ma
ihre frühere Gleichgewichtslage zurückführ
hierzu erforderliche Drehungswinkel ist
die Stäbe wirkenden abstossenden Kraft
tional.

Nach der Bestimmung dieser Kraft in
wurde das an den Körpern unterhalb ang
Bleigewicht entfernt, zwischen die Magnet
kleines, mit verschiedenen Flüssigkeiten g
Glaskästchen, Fig. 271, geschoben, das S
hineingehängt und wieder die Abstoss
stimmt.

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3], 28, p. 28

Auf diese Weise ergab sich z. B. die Abstossung (—) resp. Anzieıng (+) des Magnetes auf eine Schwefelstange und einen Wachsstab ie folgt:

	Schwefelstange	Wachsstab
Luft	— 0,9038	— 0,3485
Wasser	— 0,1004	+ 0,2647
concentrirter Lösung von Chlormagnesium	+ 0,0649	+ 0,3816
concentrirtem schwefelsaurem Nickeloxydul	— 2,6060	— 1,6733

Die Abstossung, welche beide Stäbe in der Luft erleiden, verwandelt ich also in der Lösung von Chlormagnesium in eine Anziehung. — Nehen wir an, dass die Wirkung des Magnetes auf die in verschiedenen ledien befindlichen Körper der Differenz der Wirkungen des Magnetes uf dieselben und die von ihnen verdrängten Flüssigkeitsvolumina entricht, und bezeichnen wir die Abstossungen der Reihe nach mit R_l, R_w, , R_n, so müssen die Differenzen $R_w - R_l$, $R_m - R_l$, $R_n - R_l$ für den hwefel und Wachsstab einander proportional sein. Setzt man für beide äbe die Differenz $R_w - R_l = 10$, so ist:

	Beim Schwefel	Beim Wachs
$R_w - R_l$	— 10	— 10
$R_m - R_l$	— 12,06	— 11,91
$R_n - R_l$	+ 21,19	+ 21,60

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Anziehung oder Ab- 925
ossung eines magnetischen oder diamagnetischen Körers durch den Magnet beim Eintauchen in eine Flüssigeit sich um soviel ändert, wie die diamagnetische Abtossung oder magnetische Anziehung des verdrängten heiles der Flüssigkeit beträgt.

Hat man daher die diamagnetische Abstossung oder magnetische nziehung eines Körpers im luftleeren Raume R_v und in anderen Medien, B. Luft, R_x bestimmt und misst den Diamagnetismus verschiedener nderer, gleichgestalteter Körper in den letzteren Medien, so hat man den erhaltenen Werthen den Werth $R_x - R_v$ zu addiren, um ihre amagnetische Abstossung in dem luftleeren Raume zu erhalten. — Umkehrt giebt der Werth $R_x - R_v$ den Werth der diamagnetischen Ab-

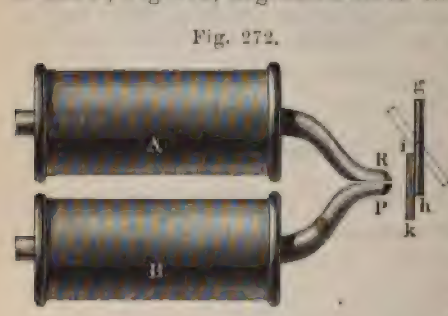
stossung oder Anziehung auf das vom Körper verdrängte Volumen des ihn umgebenden Mediums. Man kann auf diese Weise, ganz nach Art der Bestimmung des specifischen Gewichtes, das diamagnetische Verhalten verschiedener Flüssigkeiten untersuchen, indem man das magnetische Verhalten desselben festen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, in ihnen vergleicht.

926 Die Einstellung diamagnetischer Körper durch den Magnet ist auf verschiedene Weise erklärt worden.

Die einfachste Annahme ist die, dass die Materie derselben direct von den Magnetpolen abgestossen würde. — Gegen diese Annahme spricht ein von Reich[1]) angestellter Versuch. Näherte er gleichzeitig zwei Magnetstäbe, den einen mit seinem Nordpol, den anderen mit seinem Südpol von derselben Seite her einer an dem Arme einer Drehwage aufgehängten Wismuthkugel, so wurde sie mit einer Kraft abgestossen, welche nicht der Summe, sondern der Differenz der Wirkungen der Pole entsprach.

Denselben Versuch hat Tyndall[2]) mittelst zweier Elektromagnete *A* und *B*, Fig. 272, angestellt, deren eine Enden *R* und *P* halbcylindrisch abgefeilt und gegen einander gebogen waren, so dass sie zusammen eine cylindrische, am äussersten Ende abgerundete Fläche bildeten. Vor den beiden Polen war ein Wismuthstäbchen *gh* an einem Coconfaden aufgehängt und durch die Torsion des Fadens mit seinem einen Ende gegen eine vor den Polen aufgestellte Glasplatte *ik* gegengedrückt. Waren die beiden einander berührenden Polenden beider Magnete gleichnamig, so wurde das Wismuthstäbchen zurückgestossen, waren sie ungleichnamig, so blieb es völlig unbeweglich an der Glasplatte. — Indess wirken hierbei auch die Magnetpole *R* und *P* so auf einander ein, dass vor denselben nur wenig freier Magnetismus auftritt.

Fig. 272.



927 Eine zweite Annahme ist, dass in den diamagnetischen Körpern ganz ebenso wie in den magnetischen, durch einen benachbarten Magnetpol eine temporäre magnetische Polarität hervorgerufen wird, welche indess in den diamagnetischen Körpern der Polarität der magnetischen Körper entgegengesetzt ist[3]).

Ein Nordpol würde daher in den ihm benachbarten Theilen des

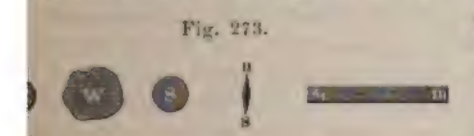
[1]) Reich, Pogg. Ann. 73, p. 60, 1848*. — [2]) Tyndall, Phil. Tr. 1855, p. 23*. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. 21, §. 2429, 1846*.

etischen Stoffes einen Nordpol, ein Südpol einen Südpol erzeugen, uf diese Weise die Einwirkung der gleichnamigen Pole auf einander Abstossung des diamagnetischen Stoffes bedingen. Diese Annahme e den Versuch von Reich völlig erklären.

Diese entgegengesetzte Polarität in den diamagnetischen Körpern nan durch mehrfache Versuche nachgewiesen.

So hat W. Weber[1]) vor den Polen N und S, Fig. 273, eines star- Magnetes eine kleine Magnetnadel ns aufgehängt. Durch Annähern eines Magnetes $s_1 n_1$ an die Nadel bewirkt man, dass sie ihre Lage senkrecht gegen die Verbindungslinie der Magnetpole bewahrt. Legt man jetzt zwischen

Fig. 273.



ole des Magnetes NS ein Stück Wismuth W, so weicht die Nadel s, wie wenn der Pol S stärker geworden wäre. — Legt man zwi- die Pole ein Stück Eisen, so weicht die Nadel nach der entgegen- ten Seite aus.

Oder man hängt nach Poggendorff[2]) vor dem einen (Nord-) Pol starken Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches die oriale Lage annimmt. Nähert man dem Stäbchen von der Seite ordpoles des Elektromagnetes einen kleinen Stahlmagnet mit seinem l, so wird das Stäbchen angezogen. — Ein vor dem Nordpol auf- gtes Eisenstäbchen stellt sich dagegen axial und wird von dem ge- ten Südpol des Stahlmagnetes abgestossen.

Der kleine Stahlmagnet ist zu schwach, um die durch den starken romagnet im Wismuth- und Eisenstab erzeugte Polarität aufzuheben. nn nur auf die durch den Elektromagnet magnetisirten Körper seine hungs- und Abstossungswirkung äussern.

Auch kann man nach Poggendorff ein Wismuthstäbchen inner- einer Drahtspirale, deren Windungen zu dem in der äquatorialen schwebenden Stäbchen normal sind, zwischen den Polen des Elek- gnetes aufhängen. Jedesmal wenn man durch die Spirale einen rhältniss zu der Kraft des Elektromagnetes nicht zu schwachen leitet, wird das Wismuthstäbchen so abgelenkt, wie wenn die Seiten ben mit den ihnen zugekehrten Polen des Elektromagnetes gleiche tät hätten.

Man muss bei diesen Versuchen besonders vorsichtig sein, indem 928 Reihe von Resultaten durch secundäre Einflüsse bedingt sein kann, tlich durch Inductionsströme beim Oeffnen und Schliessen der tisirenden Ströme. — Andere Einflüsse zeigen einige Versuche

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. 73, p. 241, 1848*. — [2]) Poggendorff, Pogg. 3, p. 475, 1848*.

von Tyndall [1]). Derselbe hängte zwischen den Polen eines Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches in der Art aus einer Wismuthplatte geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung normal gegen die Axe des Stäbchens lag. Dasselbe stellte sich entgegen dem gewöhnlichen Verhalten nach den später anzuführenden Versuchen mit seiner Längsaxe axial (s. Einfluss der Krystallform). Die diamagnetische Polarisirung seiner Enden muss hier sehr stark hervortreten, da sie den Magnetpolen sehr nahe sind. Nun wurde zwischen die Pole *NS* des Magnetes ein Drahtgewinde gebracht, dessen Windungsebene vertical lag und mit der axialen Richtung zusammenfiel. So wie der Strom durch dasselbe geleitet wurde, wich das Stäbchen aus der axialen Lage in der Richtung ab, wie wenn neben dem Südpole des Magnetes ein Nordpol im Stäbchen erzeugt worden wäre, genau in derselben Weise, wie sich ein magnetisches Stäbchen, z. B. von magnetischem Schiefer, verhält. — Ganz ebenso verhielt sich ein gewöhnliches Wismuthstäbchen, bei welchem nur die kürzere Dimension sich zuerst axial stellte. — Der Grund dieser Erscheinungen ist indess nur der, dass das Drahtgewinde *O*, Fig. 274, als ein Magnet zu betrachten ist, dessen Pole *n* und *s* in der äquatorialen Linie liegen. Auf diese Weise ist das Maximum der magnetischen Wirkung nicht mehr in der axialen Linie *NS*, sondern auf einer zwischen *NOS* und *nOs* liegenden Linie. Von dieser strebt sich die Masse der diamagnetischen Körper möglichst zu entfernen, um zu den in den Quadranten *NOs* und *nOS* liegenden Punkten der schwächsten magnetischen Wirkung überzugehen. — Diese Veränderung der Vertheilung der magnetischen Wirkung in dem zwischen den Magnetpolen liegenden Felde hat Tyndall nachgewiesen, indem er an einem horizontal aufgehängten Hebel ein Kügelchen von Spatheisenstein befestigte und dasselbe in das Innere des Drahtgewindes brachte. Wurde der Magnet für sich erregt, so stellte sich z. B. das Kügelchen im Punkte α ein. Wurde aber der Strom durch das Drahtgewinde geleitet, so ging es zu dem Punkte β der stärkeren magnetischen Wirkung über. Bei Umkehrung des Stromes im Drahtgewinde oder in den, den Magnet umgebenden Spiralen begab sich die Kugel wieder zum Punkte α, wo jetzt die stärkere magnetische Wirkung stattfand.

Fig. 274.



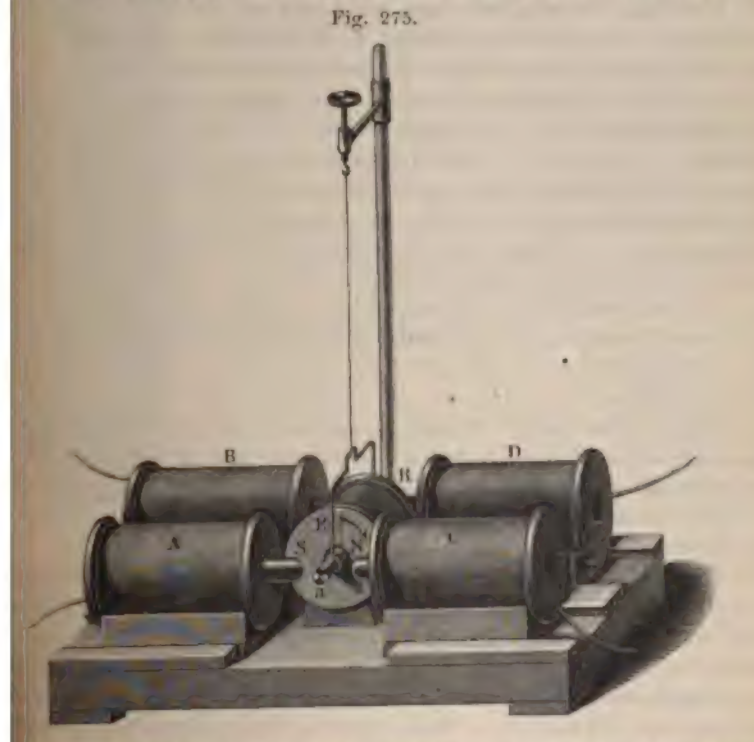
[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4] 2, p. 333; Pogg. Ann. 87, p. 189, 1852*; Phil. Trans. 1855, p. 24*; Phil. Mag. [4] 10, p. 257.*

Wurde das Drahtgewinde so zwischen die Magnetpole gebracht, dass e Windungen sich in äquatorialen Ebenen befanden, so bewahrte hineingehängte Wismuthstäbchen seine Lage, als die Ströme durch elbe in der gleichen Richtung, wie um die Pole des Elektromag-s, geleitet wurden. — Bei entgegengesetzter Stromesrichtung wich Stäbchen aus seiner Lage, indem sich wiederum im ersten Falle die kung des Stromes im Drahtgewinde zu der des Magnetes addirte, zweiten von derselben subtrahirte und die magnetische Intensität in Nähe der Pole schwächte.

Sehr sicher und direct lässt sich die diamagnetische Polarität durch enden Versuch von Tyndall[1]) nachweisen. 929

Zwischen vier geradlinige Elektromagnete *A*, *B*, *C*, *D*, Fig. 275, wird Drahtspirale *R* (5,7 Zoll lang, 1,8 Zoll innerer, 4 Zoll äusserer Durch-

Fig. 275.



ser, Kupferdraht 0,1 Zoll dick) gelegt und vermittelst eines Bügels feinem Silberdrahte, der an einem oder mehreren Coconfäden be-tigt ist, ein Wismuthstab *a* (14 Zoll lang, 1 Zoll dick) eingehängt.

1) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 24 u. flgde.* Phil. Mag. [4] 10, p. 268 gde.* Ein ähnlicher Apparat auch Phil. Mag. [4] 9, p. 425, 1855*

Die Elektromagnete werden so durch herumgeleitete Ströme erregt, dass z. B. die beiden gegen den Wismuthstab a gekehrten Pole S von A und B gleichnamig, z. B. südpolar, die entsprechenden Pole N von C und D beide nordpolar sind. Man leitet durch die Spirale R einen Strom in der Richtung des Pfeiles, dessen Intensität gegen die Intensität der die Elektromagnete erregenden Ströme so bedeutend ist, dass die diamagnetische Polarisation des Wismuthstabes durch erstere seine Polarisation durch die Elektromagnete überwiegt. Dann entsteht an dem vorderen Ende des Wismuthstabes ein Nordpol, er bewegt sich gegen den Elektromagnet A hin. Ein Eisenstäbchen oder ein Stäbchen von magnetischem Stoffe zeigt das entgegengesetzte Verhalten. Durch Umkehrung der Stromesrichtung in der Spirale R und in den die Magnete umgebenden Spiralen kann man die Ablenkung des Wismuthstabes beliebig verändern.

Dieselben Versuche kann man, wenn auch mit etwas geringerer Kraft, auch schon bei Anwendung zweier Elektromagnete A und D oder B und C anstellen, wo dann entweder eine Anziehung oder Abstossung der Enden des Wismuthstabes erfolgt, welche anzeigt, dass seine Polarität die entgegengesetzte von der eines in gleicher Weise aufgehängten Eisenstabes ist. — Auch wenn man die Spirale R durch eine kleinere ersetzt, welche man zwischen die parallelepipedischen Polflächen der auf einem Elektromagnet aufgelegten Halbanker legt und nun in sie ein Wismuthstäbchen oder ein magnetisches Stäbchen, z. B. ein Röhrchen voll Eisenoxyd, hineinhängt, beobachtet man die analogen Resultate, welche sich in einer leicht erklärlichen Weise ein wenig abändern, jenachdem man erst die Magnete erregt und dann einen Strom durch die Spirale leitet, oder umgekehrt.

930 Schon früher hat W. Weber[1]) durch eine andere Methode, welche sich auch zu messenden Versuchen eignet, vermittelst des Diamagnetometers, die diamagnetische Polarität nachgewiesen.

Wir geben die Beschreibung desselben mit einigen von Weber herrührenden und von Tyndall[2]) beschriebenen Abänderungen.

In einem rechteckigen, an der Wand des Zimmers befestigten Holzkasten, Fig. 276, sind in verticaler Lage zwei Drahtspiralen HE und $H'E'$ parallel neben einander angebracht. Ihr innerer Durchmesser beträgt etwa 25 mm, ihr äusserer 35 mm, ihre Länge etwa 500 mm. Ihre Axen haben einen Abstand von 90 mm. Sie bestehen aus zwei Schichten von je 230 Windungen. Diese Spiralen sind auf messingene Röhren gewickelt, die oberhalb aus den Spiralen herausragen und ein Querstück GG' tragen, an welchem vermittelst mehrerer Coconfäden ein in

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen, 3, 1852*. — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1856, 1, p. 237*. Vergl. auch Christie, Pogg. Ann. 103, 1858*.

n Kupferhülle schwingender Magnet SN hängt, dessen Axe sich Höhe der Spiralen befindet. Die Spiralen liegen in der durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene, so dass der Magnet ihnen seine Pole zukehrt. Seine Ablenkungen können vermittelst eines an ihm angebrachten Spiegels durch Fernrohr und Scala abgelesen werden.

. 276.

Dem einen Pole des Magnetes wird von Nord oder Süd her ein Magnetstab in der Richtung der Verlängerung seiner Axe mit seinem gleichnamigen Pole gegenübergelegt und so die Wirkung des Erdmagnetismus zum Theile compensirt, so dass seine Schwingungsdauer sich vergrössert.

Unterhalb und oberhalb der Spiralen sind Holzrollen WW angebracht, deren Durchmesser dem Abstande der Axen der Spiralen gleich ist. Ueber diese Rollen ist eine durch die Axen der Spiralen hindurchgehende Schnur ss' gezogen, an welcher in den der Mitte der Spiralen entsprechenden Punkten zwei massive oder hohle Cylinder nm und po von magnetischen oder diamagnetischen Stoffen befestigt sind. Durch einen an der unteren Rolle angebrachten Hebel oder durch einen Schlüssel, welcher sich bis zu dem am Fernrohre sitzenden Beobachter fortsetzt, kann man sie hin- und herdrehen und dadurch bewirken, dass sich abwechselnd das untere Ende des Cylinders mn und das obere Ende des Cylinders op, oder das obere Ende von mn und das untere von op in der Ebene der Pole des zwischen den Spiralen aufgehängten Magnetes befindet. Durch beide Spiralen wird ein Strom in entgegengesetzter Richtung ird durch diesen Strom für sich schon der Magnet abgelenkt, an den Strom noch durch einen mit Draht überwundenen rrahmen, welchen man dem Magnete so lange in der auf dem nkrechten Ebene nähert, bis er beim Oeffnen oder Schliessen in Ruhe bleibt. Beim Einsenken von Eisenstäbchen in die hält daher z. B. das in der Spirale HE befindliche Stäbchen nen Nordpol, das in der Spirale $H'E'$ befindliche daselbst ol. Bei Anwendung diamagnetischer Wismuthstäbe ist die tgegengesetzt. Bei dem abwechselnden Heben und Senken Stäbchen werden abwechselnd die beiden nordpolaren oder Enden derselben den Polen des Magnetes gegenübergestellt e dadurch abgelenkt.

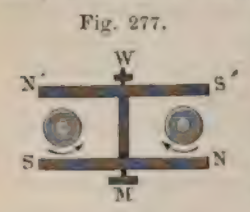
Ist der Magnet in Schwingungen, so kann man, wenn m
Wechsel der Stellungen der Stäbe vornimmt, wenn er das End
Schwingungsbogens erreicht hat, seine Elongationen vermind
wird der Magnet allmählich beruhigt. Fährt man fort, die S
heben und zu senken, so vergrössern sich die Schwingungsbo
mählich und erreichen zuletzt ein Maximum, bei welchem di
die Wirkung der Stäbe verursachte Vergrösserung der Schwi
weite gleich ist der Abnahme derselben durch die Dämpfu
Schwingungen vermöge der in der umgebenden Kupferhülle in
Ströme.

Aus je drei Beobachtungen der Stände der Nadel am Anfan
Ende jeder Schwingung kann man ihre Ruhelage und die Wei
Schwingungsbogens berechnen. (Vergleiche die §. 328 besch
Multiplicationsmethode.) Bezeichnet λ das logarithmische De
der Schwingungen der Nadel, während sie unter dem Einflu
Dämpfung allein schwingt, ist der grösste Schwingungsbogen
allmählichen Beruhigung und nachherigen Vergrösserung der S
gungen der Nadel gleich w, so ist die Ablenkung p, welche sie
wenn die Stäbchen mit constanter Polarität auf sie wirkten, n
Formeln des §. 328:

$$p = \frac{w}{2}\left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}}\right).$$

Für empfindlichere Versuche ersetzt man in dem beschrieben
parate den Magnet durch ein in der Horizontalebene schwingend
tisches System von zwei Magneten N
$N' S'$, Fig. 277, dessen Pole sich neben
ralen befinden. An diesem Systeme ist
falls ein Spiegel M und ein ihn äquilib
Gegengewicht W angebracht. Durc
Schraube können die beiden Magnete d
tischen Systems einander genähert und
ander entfernt werden.

Fig. 277.



Die Länge der Magnete beträgt für das oben beschriebene D
netometer 140 bis 150 mm, der Abstand ihrer Axen 60 mm.

931 Bei quantitativen Versuchen mit dem Diamagnetometer is
zu achten, dass die Directionskraft des astatischen Systems, wel
Folge des Ueberwiegens des Momentes seines einen Magnetes
nicht unverändert bleibt, wenn man durch die Drahtspiralen
compensirenden Multiplicatorrahmen einen Strom leitet [1]. Der S
letzteren ändert die Directionskraft unmittelbar, der Strom in

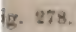
[1] Christie, Pogg. Ann. 103, p. 589, 1858*. Arndtsen,
p. 588, 1858*.

ss meist die Windungen auf den Spiralen ungleich vertheilt z. B. ihre oberen Enden stärker polar sind als ihre unteren. d dann auf das astatische System bei wechselnder Stromes- verschiedene Richtkraft ausgeübt, welche sich zu der des mus addirt oder von ihr subtrahirt. Man kann aber die ge- tionskraft D bestimmen, indem man die Schwingungsdauer T vor und während des Hindurchleitens von Strömen durch misst. Dann ist $D = const\ T^{-2}$.

ineren Ablenkungen des Systems kann man das magneti- t der Substanzen den Ablenkungen selbst direct proportio- Um dann die bei verschieden starken Strömen erhalte- vergleichbar zu machen, müssen sie mit T^{-2} multiplicirt

er beschriebenen Einrichtung des diamagnetischen Appara- 932
n auch nur eine verticale Spirale, Fig. 278, anwenden und in ihrer Mitte an einigen Coconfäden einen hinten mit einem Gegengewicht g versehenen hufeisenförmigen Magnet so aufhängen, dass seine beiden entgegengesetzt magnetischen Pole auf beiden Seiten der Spirale liegen. Die Stellung desselben kann durch einen an ihm befestigten Spiegel s und eine ihm gegenüber gestellte Scala vermittelst eines Fernrohres bestimmt werden. Der Magnet schwebt in einem Dämpfer von Kupfer. Durch die Spirale wird ein Strom geleitet. Sollte derselbe den Magnet aus seiner Lage ablenken, so compensirt man diese Wirkung durch einen Multiplicator, wie bei dem oben beschriebenen Apparate. In der Spirale wird ein magnetischer oder diamagnetischer Stab gehoben und gesenkt, dass bald sein oberes, bald sein unteres Ende in der Ebene des Magnetes liegt.

ig. 278.





man in den einen oder anderen der beschriebenen Apparate 933
netische oder diamagnetische Stäbe, z. B. Eisenstäbe oder be, so müssen die Hebungen der ersteren unter sonst gleinissen in den Phasen der Schwingungen des Magnetes stattwelchen die Senkungen der letzteren erfolgen, und umget die Schwingungen des Magnetes auf gleiche Art geändert Die magnetischen und diamagnetischen Körper nehmen also

wiederum unter dem Einflusse des Stromes eine entgegengesetzte Polarität an.

Die Spiralen der beschriebenen Apparate sind im Verhältnisse zu der Länge der magnetischen oder diamagnetischen Stäbe so lang, dass bei dem Heben und Senken derselben die darauf wirkende elektromagnetische Scheidungskraft sich kaum ändert, und so keine Inductionsströme inducirt werden, welche die Magnetnadel ablenken könnten.

Giebt man z. B., wie v. Quintus Icilius[1]), der Spirale des zuletzt beschriebenen Apparates eine Länge von 663 mm, dem darin schwebenden Wismuthstabe eine Länge von 195 mm, so ändert sich bei Hebung und Senkung desselben auf dem von ihm dabei durchlaufenen Raum von 390 mm die magnetische Scheidungskraft nur im Verhältnisse von 1 : 0,99954.

Man kann sich nach v. Quintus Icilius direct überzeugen, dass die Ablenkung der Magnetnadel beim Heben und Senken der Wismuthstäbe nicht von Inductionsströmen herrührt, welche entständen, indem die Stäbe abwechselnd zu Stellen von ungleich starker Scheidungskraft gelangten. In diesem Falle müssten nämlich die Inductionsströme und jene Ablenkung bei weitem (bei den Versuchen von v. Quintus Icilius 4000 mal) grösser sein, wenn man die Richtung des Stromes in der Spirale plötzlich umkehrte. Dabei zeigt sich indess nur eine sehr schwache Wirkung auf die Nadel.

Aendert man ferner die Stellung der Wismuthstäbe nicht bei jeder Schwingung der Nadel, sondern etwa nur bei jeder zwanzigsten Elongation, so würde sich, wenn die Inductionsströme die Ablenkung bewirkten, nur der erste Ausschlag der Nadel ändern; der mittlere Stand der Nadel, welcher sich aus den auf einander folgenden Elongationen nach einmaliger Aenderung der Stellung der Wismuthstäbe berechnet, würde ungeändert bleiben. Dennoch bemerkt man deutlich eine solche Aenderung, die entgegengesetzt ist der, welche durch einen in die Spiralen geschobenen Eisenstab bewirkt wird.

Aendert man ferner die Stromesrichtung, so ändert sich auch die Richtung der Ablenkung des mittleren Standes der Magnetnadel, und zwar ist das jetzt auf dieselbe von den diamagnetischen Wismuthstäben ausgeübte entgegengesetzte Drehungsmoment nahezu das gleiche, wie das frühere. (Bei den Versuchen von v. Quintus Icilius betrugen die Drehungsmomente z. B. + 2,6 und — 3,0.) Man muss bei der Berechnung desselben indess berücksichtigen, dass mit der Umkehrung des Stromes auch der durch den Compensationsrahmen gehende Strom die auf die Nadel einwirkt und, wenn auch nicht immer ihren Stand, so doch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer verändert.

Wird endlich an Stelle des Wismuthstabes ein viel besser leitender Kupferstab angewendet, dessen diamagnetische Abstossung zwischen

---

[1]) v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. 96, p. 81, 1855*.

s Elektromagnetes viel schwächer, als die des Wismuthstabes
giebt sich fast gar keine Wirkung auf die Magnetnadel. Der
andene Einfluss ist auch unabhängig von der Richtung des
der Spirale, ja er tritt sogar zum grossen Theile auch dann
gar kein Strom die Spirale durchfliesst. Er ist also nur zum
Theile abhängig von der Induction von Strömen im Kupfer-
ch den Strom in der Spirale und namentlich in dem Compen-
men; zum grösseren durch die Induction durch den Magnet
ese letztere Induction bemerkt man bei dem schlecht leitenden
nicht.

deutlicher zeigt sich dies bei den Versuchen von Tyndall[1]) 934
endung des Diamagnetometers mit zwei Spiralen und dem asta-
stem. Wurden in demselben bei Anwendung eines Stromes von
rove'schen Elementen Cylinder von Wismuth von 75 mm Länge
nm Durchmesser nur einmal gehoben oder gesenkt, so nahm
r Aenderung der Stellung der Cylinder das astatische System
t verschiedene Einstellungen an. Stand der Cylinder links mit
teren, der rechts mit seinem oberen Ende in der Ebene des
Stellung I), standen die entgegengesetzten Enden der Cylinder
ichen Ebene (Stellung III), oder waren die Mitten der Stäbe
Ebene (Stellung II), so betrugen unter Anderem die vermittelst
dablesung beobachteten constanten Stellungen des astatischen
Graden der Scala:

	2 Elemente	3 Elemente	4 Elemente	Strom umgekehrt
I . .	450	439	425	764
I . .	462	450	437	742
I . .	473	462	448	704

ngekehrter Stromesrichtung kehrt sich also die Ablenkung des
Systems um. Aus ihrer Richtung folgt wiederum, dass die
les Wismuths der der magnetischen Stoffe entgegengesetzt ist.
liesen Versuchen die Ablenkungen nicht mit der Stromintensi-
en, liegt an der gleichzeitig erfolgenden Vermehrung der
kraft des astatischen Systems.

Wismuthpulver, welches vorher bis zur Bildung einer Oxyd-
er Luft erhitzt war, so dass keine Leitung durch seine Masse
tattfand, sowie gutleitende massive Kupfercylinder wurden in

[1]) dall, Phil. Trans. 1856, 1, p. 243*; Phil. Mag. [4] 12, p. 161*.

Glasröhren von 76 mm Länge und 17,7 mm Durchmesser in die :
len eingehängt. Die constanten Ablenkungen des Magnetes betrug

	Wismuthpulver	Strom umgekehrt	Kupfercy
Stellung I	640	230	754
Stellung II	625	245	754
Stellung III	596	260	755

Wie die massiven Cylinder verhielten sich Cylinder von Ku
pulver, welches vorher an der Luft oxydirt war.

Obgleich also das Kupfer so sehr viel besser leitet, zeigt es in
seiner schwach magnetischen und diamagnetischen Eigenschaften
eine Einwirkung. Die Möglichkeit des Einflusses von Inductionsstr
ist also ausgeschlossen. — Cylinder von Silberscheiben (Geldstü
geben dagegen eine bedeutende magnetische Wirkung.

935 Auch bei Isolatoren erhielt Tyndall die entsprechenden Res
Die Ablenkungen in den Stellungen I und III waren entgegeng
bei magnetischen und diamagnetischen Stoffen. Die pulverförmige
flüssigen Stoffe waren bei den Versuchen in dünne Glasröhren einge
sen. Die Ablenkungen waren:

1. Diamagnetische Stoffe.

	Länge	Durchmesser	Stellung I	Stellung II	Ste
Kalkspath	75 mm	17,7 mm	699,5	698,5	[illegible]
Phosphor	87,5	16	670	668	[illegible]
Schwefel	152	17,7	658,5	657	[illegible]
Wachs	100	17,7	624,5	—	[illegible]
Destillirtes Wasser . . .	100	16,2	605	603	[illegible]
Schwefelkohlenstoff . . .	100	16,2	631	629	[illegible]
Salpeter	87,5	17,7	648,5	—	[illegible]

2. Magnetische Stoffe.

	Länge	Durchmesser	Stellung I	Stellung II	Stellung III
idpulver . . .	95 mm	12,5 mm	185	—	990
l	138	17,7	510	600	700
ncyanid . . .	138	16,2	610	630	655
res Eisenoxydul	100	12,5	185	620	740
on Eisenvitriol	100	16,2	548	600	648
Nickelchlorür	90	16,2	605	632	650
Kobaltchlorür	90	16,2	630	645	660 [1])

Veber[2]) hat die entgegengesetzte Polarisirung des Wismuths 936
s auch noch durch folgenden Versuch gezeigt: Auf den kreis-Pol eines Elektromagnetes von 50 mm Durchmesser wird eine n 300 m Kupferdraht von $^2/_3$ mm Dicke gestellt, und ihre Enden it den Enden des Multiplicatordrahtes eines sehr empfindlichen lvanometers verbunden. Wird in die Spirale ein Eisenstäb-nkt, so wird es durch den Magnet magnetisirt und dadurch in e ein Strom inducirt, welcher eine Ablenkung der Galvano-l zur Folge hat. Wird ein Wismuthstab an Stelle des Eisen- die Spirale eingeschoben, so zeigt sich die entgegengesetzte g. — Man könnte bei diesem Versuch vermuthen, dass das Re-r durch Inductionsströme bedingt wäre, welche in dem Wis- beim Annähern an den Magnetpol inducirt würden, und neue sströme in der umgebenden Spirale inducirten. Indess müsste derum ein Kupferstab an Stelle des Wismuthstabes, welcher schwächere magnetische Eigenschaften zeigt als Wismuth, in aber die Inductionsströme wegen seiner bedeutend besseren higkeit in viel grösserer Intensität entwickeln, eine viel stär-nkung des Magnetspiegels hervorrufen als der Wismuthstab; st nicht der Fall.

ähnliche Versuche hat Faraday angestellt und dabei die Ab- 937
er Nadel seines Galvanometers verstärkt, indem er rhythmisch Schwingungen durch einen Hebel die Metallstäbchen abwech-die vor den Magnet gebrachte Spirale einsenkte und aus ihr

---

nliche Versuche von Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 1859*. — [2]) W. Weber, Pogg. Ann. 73, p. 241, 1848*.

herauszog und die dabei entstehenden, entgegengesetzt gericht ductionsströme durch einen Commutator in gleicher Richtung d Galvanometer leitete. Da die Intensität der Ströme, ausser bei völlig von der Leitungsfähigkeit des in die Spirale geschobenen abhing, so dass ein Kupferstab bedeutende, Kupferfeilicht kein kungen der Galvanometernadel hervorrief, so glaubte er, die Ind ströme in der Spirale wären nur secundär durch die Ströme welche direct durch den Magnet in den ihm genäherten magn und diamagnetischen Körpern inducirt werden[1]).

938 Um diesen Einwänden ganz zu entgehen, hat W. Web Nachweis der Polarität der diamagnetischen Körper vermittelst ductionsströme folgende verbesserte Methode angewandt:

Eine Spirale, die Magnetisirungsspirale, von Kupferdraht von Dicke, welcher in 8 Lagen zu je 120 Windungen aufgewund wurde in ostwestlicher Richtung in horizontaler Lage befestigt. Länge betrug 383 mm, ihr innerer Durchmesser 23,9 mm, ihr Durchmesser 70 mm. Durch diese Spirale wurde ein Strom von sen'schen Elementen geleitet. In einiger Entfernung von de derselben in der Verlängerung ihrer Axe befand sich eine Bussol Nadel durch ihre Ablenkung die Richtung und Intensität des angab. In die Spirale war eine zweite von gleicher Länge, die tionsspirale, eingeschoben, deren innerer und äusserer Durchmess 19 und 23 mm betrug. Sie bestand aus 3 Lagen von je 294 Wi von 1 mm dickem, mit Seide übersponnenem Kupferdraht. Di rale war so gewunden, dass die Richtung der Windungen auf de Hälfte ihrer Länge entgegengesetzt war der Windungsrichtung anderen Hälfte. Dadurch wurde erreicht, dass, wenn sich auch tensität des Stromes in der Magnetisirungsspirale änderte, die in Hälften der Inductionsspirale erzeugten Inductionsströme sich seitig aufhoben. In diesen beiden Spiralen befand sich ein W cylinder von 186 mm Länge und 339,3 g Gewicht, welcher durch Holzstab mit der Kurbel eines durch ein Schwungrad in Umdrehu setzten Rades verbunden war. Er wurde bei der Drehung des l auf einer Bahn von nur 58,2 mm in einer Secunde 10,58 Mal h hergeschoben. Auf dem Rade befand sich ein Commutator, zu d von der Inductionsspirale kommenden Drähte führten, und von w andere Drähte zu einem Spiegelgalvanometer geleitet waren. W Wismuthcylinder durch die Drehung des Schwungrades hin- u gezogen, so entstehen in jeder Windung der beiden Hälften der entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme, da sich bei der dia tischen Polarisirung des Cylinders durch den Strom der Magneti spirale in der einen der Nordpol, in der anderen der Südpol glei

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 23, §. 2640 u. flgde. 1850*.

und herbewegt. Durch die entgegengesetzte Richtung der Win-n beider Hälften addiren sich diese Ströme zu einem gemeinschaft- Strom, der zum Galvanometer geführt wird. Da aber die Rich- der Inductionsströme wechselt, wenn der Wismuthcylinder seine gungsrichtung wechselt, so muss der Commutator auf dem Rade so lt sein, dass die Stromesrichtung in den zum Galvanometer füh-n Drähten umgekehrt wird, während sich der Cylinder in seinen n äussersten Lagen befindet. Dann sind alle durch das Galvano- fliessenden Inductionsströme gleich gerichtet. Ein zweiter Commu- gestattete der Controle halber, diese Richtung auch noch umzu-n. Die Magnetisirungsspirale ist gegen den Wismuthcylinder und Verschiebungen so lang, dass die in jeder Lage desselben wirkende omagnetische Scheidungskraft als constant angesehen werden kann. der zweite Commutator am Ende jeder Schwingung des Magnetes lvanometer umgelegt, so erreicht der Magnet bald eine constante ation, indem die Dämpfung seinen weiteren Ausschlägen entgegen-. Da die Inductionsströme in grosser Zahl (n) während einer ation auf einander folgen, so wirken sie wie ein constanter Strom Anwendung der Multiplicationsmethode. Man kann daher nach ormeln des §. 328 aus dem Grenzwerth x der Schwingungsweite onstanten Ausschlag p berechnen, welchen der Magnet erhielte, ein Inductionsstrom auf ihn wirkte. — Wird ein Eisenstab an des Wismuthstabes in die Spirale gebracht, aber wegen seiner star- Virkung nur jedesmal hin- und hergezogen, wenn der Magnet die lage passirt, so kann man die Wirkung der Bewegung des Wismuth- auf den Werth reduciren, den sie erhielte, wenn derselbe nur wie Eisenstab bewegt worden wäre (also der durch ihn erzeugte Induc-trom nur den $n$ten Theil der Zeit, und zwar am Anfang der Schwin-n des Magnets unter dem Einfluss der Dämpfung gewirkt hätte). muss hierzu den Grenzwerth x der Ausschläge mit

$$\frac{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}{1 + e^{-\lambda}}\, e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}}$$

pliciren, wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen des etes ist. So fand Weber die Wirkungen der gleichartigen Be-gen des Wismuthstabes und eines Eisenstabes von 790,86 mg Ge- und derselben Länge, wie der Wismuthstab, einander entgegen-t. Das Verhältniss der Wirkungen war 1 : 1064,5.

Wären die Inductionswirkungen den Gewichten proportional, so lten sich die Intensitäten der durch gleiche Wismuth- und Eisen- inducirten Ströme wie 1 : 456700, welches Verhältniss nach ver-enen Correctionen sich auf 1 : 1731560 reducirt [1]).

---

[1]) Vergleiche W. Weber, Maassbestimmungen 3, p. 506 und folgende,

939 Durch diese Versuche ist unzweifelhaft nachgewiesen, dass das entgegengesetzte Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper auf einer entgegengesetzten Polarität beruht, welche in denselben durch die Einwirkung der Magnetpole erzeugt wird.

Wir haben schon wiederholt auseinandergesetzt, dass man das Verhalten magnetischer Körper aus der Annahme von Molecularmagneten ableiten kann, welche in denselben präexistiren und durch die Einwirkung magnetisirender Kräfte so gerichtet werden, dass sie ihren Nordpol dem Südpol des wirkenden Magnetes zukehren. An die Stelle jener Molecularmagnete können wir permanente Molecularströme setzen, welche die einzelnen Molecüle in der auf ihrer magnetischen Axe senkrechten Ebene umfliessen. Wollten wir die gleiche Annahme bei diamagnetischen Körpern machen, so würde in denselben niemals durch äussere magnetische Kräfte eine Polarität erzeugt werden können, welche der der magnetischen Körper entgegengesetzt gerichtet wäre. — Vielmehr müssen wir die Hypothese machen, dass die diamagnetische Polarität erst im Moment der magnetischen Einwirkung von aussen in den Molecülen entsteht. Am zweckmässigsten würden wir dieselbe wiederum auf Molecularströme zurückführen. Nun wissen wir aber, dass jedesmal, wenn ein galvanischer Strom in einem Leiter entsteht oder ein von einem Strom durchflossener Leiter einem zweiten Leiter genähert wird, in letzterem ein momentaner Strom inducirt wird, welcher dem Strom im ersten Leiter entgegengerichtet ist. Dieselbe Inductionswirkung kann durch einen Magnet geleistet werden, den wir uns durch seine Molecularströme ersetzt denken. — Können wir mit W. Weber[1] annehmen, dass bei der Annäherung eines Stromesleiters oder eines Magnetes an einen diamagnetischen Körper Ströme inducirt werden, welche um seine einzelnen Molecüle circuliren und den Strömen im Leiter oder Magnet entgegengerichtet sind, so würde im Moment der Annäherung jedes Molecül des diamagnetischen Körpers eine entgegengesetzte Polarität erhalten, wie die des genäherten Magnetes, und eine Abstossung der diamagnetischen Körper durch die Wechselwirkung der Ströme stattfinden. — Um die dauernde Polarität derselben zu erklären, müssten wir ferner annehmen, dass die inducirten Molecularströme fortbestehen, so lange die magnetische Einwirkung von aussen dauert. Sie dürfen sich nur in bestimmten, geschlossenen Bahnen um die Molecüle bewegen, in denen sie keinen Widerstand erfahren, während dies in allen anderen Richtungen der Fall wäre, und dürfen aus diesen Bahnen weder für sich durch die äusseren Kräfte abgelenkt werden, noch in Folge derselben sich mit den Molecülen drehen können, da sonst durch diese Drehung wiederum die gewöhnliche, magnetische Polarität hervorgerufen würde.

---

[1] W. Weber, l. c. p. 545*.

gleich diese Theorie noch manche Schwierigkeiten darbietet, 940
sie doch bis jetzt die einzige zu sein, welche die Thatsachen endsten und vollständigsten erklärt.

chst folgt aus derselben unmittelbar der von Faraday ause Satz, dass magnetische Körper sich in dem Felde der mag- Thätigkeit von Oertern schwächerer magnetischer Wirkung stärkerer magnetischer Wirkung, und umgekehrt diamagörper von Oertern stärkerer magnetischer Wirkung zu denen er Wirkung begeben.

erde in einem sehr kleinen magnetischen, der Einwirkung der hen Kräfte ausgesetzten Körper ein Nord-(N) und ein Südpol (S) ren Abstand $\delta\varsigma$, deren magnetische Fluida $\pm\mu$ seien. Die n beider Pole seien x, y, z und $x + \delta x$, $y + \delta y$, $z + \delta z$. wir die Potentialfunction der magnetischen Kräfte auf N auf S mit V_1, so ist

$$y, z) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

$$+ \delta x, y + \delta y, z + \delta z) = V + \frac{\partial V}{\partial x}\delta x + \frac{\partial V}{\partial y}\delta y + \frac{\partial V}{\partial z}\delta z.$$

nente der magnetischen Wirkung auf den Körper nach der der x ist demnach

$$X_1 = \left(-\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial x}\right)\mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

wir die Componenten der auf jede Einheit der magnetischen N wirkenden Kräfte R mit X, Y, Z, so ist

$$X = \frac{\partial V}{\partial x},\quad Y = \frac{\partial V}{\partial y},\quad Z = \frac{\partial V}{\partial z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

dies in den Werth von V_1 ein, so ergiebt sich aus Gl. 2:

$$X_1 = \mu\,\frac{\partial(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)}{\partial x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

tung $\delta\varsigma$ der magnetisirenden Kraft R parallel sein muss, so ist

$$X\delta x + Y\delta y + Z\delta z = R\delta\varsigma,$$

$$X_1 = \mu\delta\varsigma\,\frac{\partial R}{\partial x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

$$Y_1 = \mu\delta\varsigma\,\frac{\partial R}{\partial y},\quad Z_1 = \mu\delta\varsigma\,\frac{\partial R}{\partial z}.$$

leine magnetisirte Körper bewegt sich also nach den ver- Richtungen mit Geschwindigkeiten fort, die den Differential- $\partial R/\partial x$, $\partial R/\partial y$, $\partial R/\partial z$, d. h. der Zunahme der magnetischen jenen Richtungen entsprechen, und begiebt sich so von

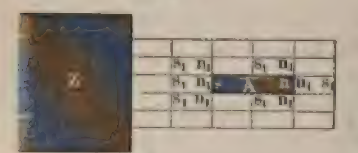
Oertern schwächerer magnetischer Einflüsse zu denen stärkerer. Da bei diamagnetischen Körpern die Polarität die entgegengesetzte ist, wie bei magnetischen, so gilt für die Bewegung derselben die obige Entwickelung gleichfalls, nur sind die Formeln mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu versehen. Dann schreitet also der diamagnetische Körper in den Richtungen fort, in welchen die magnetische Kraft abnimmt, und mit Geschwindigkeiten, die dieser Abnahme proportional sind [1]).

Am schnellsten bewegt sich der magnetische oder diamagnetische Körper zu den Oertern stärkeren oder schwächeren magnetischen Einflusses in den Richtungen, in denen die magnetische Kraft sich am schnellsten ändert, also in den Linien, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials senkrecht stehen, den sogenannten Magnetkraftlinien.

Man hat also nur nöthig, in jedem gegebenen Falle, wenn ein Körper in das Magnetfeld gebracht wird und sich magnetisch oder diamagnetisch polarisirt, die Resultanten der Wirkungen der Magnetpole auf seine polaren Enden zu berechnen, um so seine jedesmalige Bewegung zu bestimmen.

941 Auch das Verhalten der Körper in Medien von stärkerem oder schwächerem Magnetismus oder Diamagnetismus vor den Magnetpolen erklärt sich ohne Weiteres. In dem Körper A (Fig. 279) werde durch den Magnetpol Z die Polarität in der Richtung ns erregt. Befindet sich A in einem Medium von gleicher magnetischer Beschaffenheit, so werden in allen ihm anliegenden Theilen desselben die Polaritäten im gleichen Sinne erregt. Neben den Pol s liegt sich ein entgegengesetzter Pol n_1. Ist das umgebende Medium stärker polarisirbar als A, so ist die Polarität von n_1 stärker als die von s, an der Grenze von s und n findet sich ein Ueberschuss von freiem n-Magnetismus. Ist sn und die Flüssigkeit magnetisch, Z ein Nordpol, so überwiegt die Abstossung gegen n_1 über die Anziehung gegen s; die Flüssigkeit in n_1 wird gegen s gedrückt. [illegible]

Fig. 279.



---

[1]) Van Rees, Pogg. Ann. 90, p. 434, 1853*; vergl. auch W. Thomson, Phil. Mag. [3] 37, p. 241, 1850*; [4] 9, p. 246, 1855*; Pogg. Ann. 82, p. [illegible] Da man die Wechselwirkung der Theilchen der diamagnetischen Körper vernachlässigen kann, ist die Berechnung ihrer Momente unter Einfluss verschiedenartiger magnetisirender Kräfte leichter durchzuführen, als bei magnetischen Körpern. So berechnet u. A. Boltzmann (Wien. Ber. 80 [2], 25. Oct. 1879; Beibl. 4, p. 804*) die Wirkung einer cylindrischen Spirale auf einen coaxialen diamagnetischen Cylinder; dann das Drehungsmoment, welches der Stab leidet, wenn er um eine gegen die Spiralaxe senkrechte und dieselbe halbirende Axe um einen bestimmten Winkel gedreht ist, ebenso wenn der Cylinder zwischen zwei conaxialen, unendlich langen Spiralen liegt, so wie die Abstossung einer Kugel, deren Centrum in der Axe der Spirale liegt.

n wenig aus der axialen Lage gedreht, so wird es durch diesen Druck die äquatoriale Lage übergeführt. — Umgekehrt verhält sich ein diaagnetisches Stäbchen in einer stärker diamagnetischen Flüssigkeit.

E. Becquerel[1]) wollte das verschiedene Verhalten der Körper durch die Uebertragung des Archimedischen Princips auf die magetischen Erscheinungen erklären, indem er meinte, alle Körper wären agnetisch; befänden sie sich zwischen den Magnetpolen in einem Meum, welches im gleichen Volumen schwächeren Magnetismus besässe, s sie selbst, so würden sie zu den Magnetpolen hingezogen; wäre das agebende Medium stärker magnetisch, so würden sie durch die stärre Anziehung desselben aus der Nähe der Magnetpole vertrieben, o scheinbar von denselben abgestossen, ganz analog wie ein Körper, lcher, specifisch schwerer ist, in einer Flüssigkeit nach unten sinkt, Körper, welcher leichter ist, sich in derselben entgegen dem Zuge r Schwerkraft nach oben bewegt. Dann müsste aber z. B. Wismuth niger, Eisen stärker magnetisch sein, als der luftleere Raum, und so zterer in der Reihe der Körper eine bestimmte Stellung einnehmen, e ihm durch besondere specifische Eigenschaften angewiesen wäre. 942

Diese Erklärung ist durch den Nachweis der diamagnetischen Polaät widerlegt.

Ferner wird dadurch eine Annahme von v. Feilitzsch[2]) widerlegt, ach der das Wesen des Diamagnetismus darin zu finden wäre, dass B. in einem diamagnetischen Stab von Wismuth die magnetische Polarung der einzelnen Molecüle unter Einfluss eines Magnetes oder beim nschieben in eine vom Strom durchflossene Spirale gerade in derselben eise vor sich ginge, wie in den magnetischen Körpern, z. B. Eisen; r sollte in jenem das magnetische Moment gegen die Enden des Stabes n zunehmen, während es im Eisen abnimmt.

Um den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper zu erklären, nimmt endlich de la Rive[3]) seine Zuflucht zu einer anderen Hypothese er den elektrischen Zustand der einzelnen Atome. Die Atome sol- sphärisch sein und eine Axe besitzen, in welcher sich beständig ch beiden Seiten eine entgegengesetzte elektrische Polarität herllt. Liegen die einzelnen Atome getrennt von einander, so gleichen h die Elektricitäten auf ihrer Oberfläche aus. Sind aber die Atome „integrirenden Molecülen" kreisförmig dicht an einander in der Art uppirt, dass der positive Pol eines Atoms mit dem negativen des folnden zusammenliegt, so vereinen sich die entgegengesetzten Elektrici- 943

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 28, p. 283, 1850*. — v. Feilitzsch, Pogg. Ann. 82, p. 90, 1851*; 87, p. 206, 1852*; 92, 366, 536, 1854*. Widerlegt von v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. 96, p. 81, 5*. — [3]) A. de la Rive, Traité d'Electricité 1, p. 570, Paris 1854*; Arch. sciences phys. et nat. 25, p. 105, 1854*.

täten der benachbarten Atome, und es entsteht ein Kreisstrom in dem Molecül; dasselbe ist magnetisch und kann durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden. Bei diesem Verhalten müssen die Atome der magnetischen Körper dicht an einander gruppirt sein und nicht zu gut leiten, da sonst die Elektricität „über ihrer Oberfläche“ sich ausgleichen würde. Deshalb müssen die magnetischen Metalle einmal ein geringeres Atomvolum besitzen, sodann auch nicht zu gut leiten. Bei Eisen, Nickel, Kobalt sind beide Bedingungen erfüllt, sie sind magnetisch; bei Wismuth, Blei, Gold, Antimon ist die erste, bei Kupfer und Zink die letzte Bedingung nicht erfüllt, sie sind diamagnetisch [1]). Da die Wärme die Atome der Körper von einander entfernt, sind sie bei höherer Temperatur weniger magnetisch.

In diamagnetischen Körpern sollen die Atome weiter von einander liegen und keine kreisförmigen integrirenden Molecüle bilden. Erst wenn sie einem Magnet oder einem geschlossenen Strom genähert werden, soll das diesen letzteren zunächst liegende Atom sich mit seiner Axe so richten, dass dieselbe den Axen der Molecularströme des Magnetes oder Stromesleiters parallel, aber mit den Polen entgegengesetzt gerichtet ist. Das Atom ist dadurch befähigt, die benachbarten Atome wiederum zu Kreisen zu gruppiren, in denen die entgegengesetzten Pole der Atome an einander liegen, und in denen nun ein Kreisstrom fliesst, entgegengesetzt wie in den durch die inneren Kräfte gerichteten Kreismolecülen der magnetischen Körper. Während die magnetischen Kreismolecüle schon in den Körpern vorgebildet sind, werden die diamagnetischen Kreismolecüle erst durch den Einfluss des Stromes erzeugt. Durch diese veränderte Anordnung der einzelnen Atome unter dem Einfluss des Stromes oder Magnetes soll die Drehung der Polarisationsebene (s. dieses Capitel) vermittelt werden, welche in den stark diamagnetischen Körpern besonders stark hervortreten soll, während sie in den magnetischen Körpern gering ist, da in ihnen die Atome schon fest zu Kreisen gruppirt sind.

Die Schwierigkeit, welche man hat, um das entgegengesetzte polare Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper zu erklären, wird durch diese Hypothese nicht beseitigt. Im Gegentheil werden den Atomen der Körper höchst complicirte und durchaus nicht nachzuweisende Eigenschaften beigelegt, die am Ende doch nur die Existenz von schon vorhandenen oder erst durch den Einfluss des Magnetes gebildeten, immerhin noch nicht direct nachgewiesenen Molecularströmen erklären sollen, welche W. Weber auf eine viel einfachere Weise unmittelbar angenommen hat.

---

[1]) Vergl. auch v. Feilitzsch, Pogg. Ann. 93, p. 248, 1854* und von Weyde, Mondes 17, p. 336, 1868*.

II. Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft.

Die Abhängigkeit der diamagnetischen Abstossung von 944
r Grösse der auf die Körper wirkenden magnetischen
raft ist von E. Becquerel nach der §. 924 beschriebenen Methode
stimmt worden. Die Intensität des den Magnet erregenden Stromes
rde an einer Sinusbussole abgelesen. Der Torsionswinkel T, durch
lchen bei verschiedenen Intensitäten I Wachs- und Wismuthstäbchen
ihre Gleichgewichtslage zurückgeführt wurden, war u. A. (die Werthe
sind die Mittel aus zwei bei entgegengesetzter Magnetisirung des
gnetes angestellten Beobachtungen):

Stab von weichem Wachs, 35 mm lang, 5 mm dick			Wismuthstab in Wasser, 25 mm lang, 1,933 g schwer		
100 I	T	$c\,T/I^2$	100 I	T	T/I^2
18,22	— 3°,42	— 1,029	11,23	— 3,20	— 2,536
34,47	— 12,18	— 1,025	39,37	— 40,00	— 2,580
52,99	— 28,25	— 1,012	65,76	— 110,45	— 2,544

Die negativen Vorzeichen geben die Abstossung an. Viele andere
suche ergaben analoge Resultate. Wurde auf das eine Ende des
chsstäbchens ein kleines Stückchen Eisen von kaum $^1/_{10}$ mg Gewicht
lebt, so wurde dasselbe von den Magnetpolen angezogen. Wurde
dann über die Gleichgewichtslage hinaus von den Magnetpolen ent-
t, so erhielt man folgende Werthe der Torsion T:

I	T	T_b	$T - T_b$	$T - T_b / I^2$
19,11	19,75	— 3,73	+ 23,48	+ 6,43
35,24	72,42	— 13,89	+ 86,31	+ 6,35
50,33	134,90	— 25,90	+ 160,80	+ 6,35

Die Werthe T_b geben die Torsionswinkel an, welche erforderlich
d, um das Wachsstäbchen allein in der Gleichgewichtslage zu erhalten;
Werthe $T - T_b$ entsprechen mithin der Anziehung des Eisens für
durch den Magnet. Aus allen diesen Versuchen ist ersichtlich, dass,

sobald noch nicht der Sättigungspunkt des Eisens erreicht ist, die m
netische Anziehung desselben, ebenso wie die diamagnetische Abstos
dem gleichen Gesetze folgen. Beide sind dem Quadrat der auf die
per einwirkenden magnetisirenden Kraft proportional.

Die Grösse des magnetischen Momentes, welches du
die äusseren Kräfte in den diamagnetischen, wie in
magnetischen Körpern erzeugt wird, ist also innerhalb
wisser Grenzen der magnetisirenden Kraft proportion

945 Dasselbe Resultat ergiebt eine Beobachtungsreihe von Tyndal
Zwischen die beiden Pole zweier geradliniger Elektromagnete
wurde in einem Kasten (Fig. 280) an einem an dem Kopf einer Tors
wage befestigten Silberfaden ein leichter Hebelarm cd aufgehängt,
cher an seinen Enden löffelartige Vertiefungen hatte. In letztere wu
Kugeln von diamagnetischen Körp
z. B. von Kalkspath u. s. f., in versc
denen Lagen eingelegt. Unter dem
belarm war eine Kreistheilung auf
Boden des Kastens angebracht, an
cher die Drehung des Hebels vermit
eines an seinem Ende befestigten G
fadens abgelesen wurde. Wurden
Magnete durch verschieden starke Str
magnetisirt, so wurden die Kugeln
den Polen abgestossen, konnten indess durch Drehung des Silberdra
wieder in derselben Entfernung (2 mm) von ihnen festgestellt wer
Bezeichnet man die Intensität der Ströme mit I, den zur Einstel
der diamagnetischen Kugeln bei den beschriebenen Versuchen erfor
lichen Torsionswinkel mit T, so muss hiernach

Fig. 280.



$$\sqrt{T} = const\ I \text{ sein.}$$

Es ergab sich aber u. A. bei:

Wismuthkugeln (8 mm Durchm.)			Schwefelkugeln (13 mm Durch		
I	$\sqrt{T}$	$11{,}7\ I$	I	$\sqrt{T}$	6,7
0,176	2,23	2,06	0,364	2,45	[illegible]
0,577	6,50	6,74	0,595	3,87	[illegible]
0,839	10,00	9,81	0,880	5,90	[illegible]
1,192	13,96	13,95	1,376	9,42	[illegible]

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 32, p. 72, 18
[2]) Tyndall, Phil. Mag. [4] 2, p. 165*; Pogg. Ann. 83, p. 384, 1851*.

Die Schwefelkugeln enthielten geringe Mengen Eisen; dennoch über-
wog die diamagnetische Abstossung, und das ausgesprochene Gesetz be-
währte sich. — Dasselbe Resultat ergaben Kugeln von eisenfreiem Kalk-
spath von 9,2 und 10,8 mm Durchmesser.

Bei anderen Versuchen bestimmte Tyndall[1]) die Schwingungs- 946
dauern von Wismuthstäbchen, welche zwischen den Polen eines Elektro-
magnetes aufgehängt waren, und von denen sich das eine in der äqua-
torialen Lage einstellte, das andere aber so aus einer krystallinischen
Masse geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung auf seiner Längsaxe
senkrecht stand und sich mit letzterer axial einstellte (s. Diamagnetis-
mus der Krystalle). Ebenso wurde die Schwingungsdauer eines Stäb-
chens von Eisenvitriol bestimmt, welches sich axial stellte, und von
Rotheisensteinpulver, welches in der zu seiner Längsaxe normalen Rich-
tung comprimirt war und sich daher mit der Längsaxe äquatorial ein-
stellte. Diese Schwingungsdauer wurde mit den Oscillationsdauern der
Wismuthstäbchen und der eines Eisenstäbchens verglichen, welches in
der auf der Verbindungslinie der Pole senkrechten Horizontallinie in
einiger Entfernung von dem Magnet aufgehängt war. Die Intensität I
des den Magnet erregenden Stromes wurde durch eine Tangentenbussole
bestimmt.

Während sich die Intensität im Verhältniss von 68:411 änderte,
nahmen die durch die Schwingungsdauern der Stäbchen gemessenen
Abstossungen und Anziehungen derselben nach dem gleichen Gesetze zu;
sie waren nicht ganz dem Quadrat der magnetisirenden Ströme propor-
tional, sondern näherten sich alle in gleicher Weise einem Maximum,
als der Magnetismus des Magnetes einem solchen nahe kam, aber in dem
entfernteren Eisenstäbchen ebensowenig, wie in den diamagnetischen
Wismuthstäbchen selbst schon ein solches eintrat.

Aehnliche Resultate hat auch Joule[2]) erhalten.

Dasselbe Gesetz bestätigen einige Versuchsreihen von Reich[3]). 947
An dem einen Ende des Armes einer Drehwage wurde eine 484,1 g
schwere Wismuthkugel befestigt, und vor derselben ein geradliniger,
... mm dicker und 440 mm langer Elektromagnet hingelegt, der in der
Mitte mit einer Drahtspirale umgeben war, durch welche ein Strom ge-
leitet wurde, dessen Intensität i an einer Sinus- und Tangentenbussole
gemessen wurde. Die durch die Spiegelablesung bestimmte Drehung d
des Hebelarmes der Drehwage in Folge der Abstossung der Wismuth-
kugel vom Magnet ergab sich z. B. bei einer Versuchsreihe bei ver-
schiedenen Stromintensitäten:

---

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 16*. — [2]) Joule, Phil. Mag. [4] 3, p. 32,
...*. — [3]) Reich, Pogg. Ann. 97, p. 283, 1856*.

d	$const. i$ (Mittel)	$const. i^2$
1	1	1
2,6636	1,7298	2,9820
4,4700	2,2335	4,9887
6,4550	2,6647	7,1506

Die Abstossung nimmt also in etwas schwächerem Verhält als die Quadrate der Stromintensitäten, was wohl schon daraus erk ist, dass bei der Drehung des Hebelarms die Wismuthkugel sich von den Magnetpolen entfernt. Die diamagnetische Polarität de muths würde mithin der auf sie wirkenden Magnetkraft direct p tional sein.

Dasselbe Gesetz ergiebt sich auch, wenn die Intensität der diamagnetischen und magnetischen Körper wirkenden magneti Kraft durch Entfernung der Magnetpole von denselben geändert Dies zeigt sich bei einigen ferneren Versuchen von Reich[1]), bei er der an dem Hebelarm der Drehwage befestigten Wismuthkug schiedene (32) Magnetstäbe einzeln und neben einander liegend Das magnetische Moment m der Stäbe war durch ihre Einwirku eine Compassnadel geprüft worden. Durch die diamagnetisch stossung wird die Entfernung der Kugel von den Magneten ver Wenn man annehmen kann, dass sowohl die in den Wismuthkug direct erzeugte diamagnetische Polarität, als auch die bei gleichbl Polarität auf dieselben ausgeübte Abstossung mit dem Quadrat de fernung von den Magnetpolen abnimmt, so müssen sich die dur Spiegelablesung bestimmten Drehungen d des Hebels der Drehwa die vierten Potenzen jener Entfernungen und wie die Quadrate de mente m verhalten. Dies zeigt auch folgende Tabelle:

m	d	$km^2 (const + d)^4$
1	1	1
1,4442	2,1772	2,0347
2,0378	3,9016	3,9080
2,6148	6,0866	6,1504

---

[1]) Reich, l. c. Aeltere Versuche desselben, Pogg. Ann. 73, p. 6 hatten kein einfaches Gesetz ergeben.

Auch Matteucci[1]) beobachtete vermittelst einer Torsionswage, 948
n Hebel an einem Ende einen kleinen Wismuthwürfel oder eine aus muthpulver und Harz bestehende Kugel trug, die vor einer aus zwei dungsreihen bestehenden Spirale hing, dass die Abstossung der Kör- durch die Spirale viermal so gross war, wenn derselbe Strom durch le Windungsreihen ging, als durch eine.

Endlich hat auch Christie[2]) durch Versuche an dem Diamagneto- 949
er mit astatischem System nachgewiesen, dass das in Wismuthstäben eirte diamagnetische Moment der Intensität des durch die Spiralen Apparates geleiteten Stromes proportional ist. Er verfuhr dabei, Tyndall (§. 934), und setzte das diamagnetische Moment K des muths proportional den Ablenkungen des astatischen Systems, welche mal mit dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer desselben tiplicirt wurden (vergl. §. 931). So ergab sich bei Anwendung ver- edener Stromintensitäten:

Grove'sche Elemente	I	I/K
1	16,77031	10646,76
2	26,08649	11090,42
3	34,05932	11376,75
4	46,57311	10729,93

Nach derselben Methode hat Arndtsen[3]) das magnetische Moment Glasröhren untersucht, welche mit Lösung von Eisenvitriol und Eisen- rid gefüllt waren und bei einer Steigerung der Intensität des die

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. 56, p. 193 u. 207, 1859*. Bei einem en Versuch stellte Matteucci vor dem Ende einer mit einem Eisenkern reiter Polfläche versehenen horizontalen Drahtspirale zwei, ihren Windun- parallele und gleich grosse Drahtkreise von einer und zwei Windungen in n Entfernungen auf, dass die beim Oeffnen und Schliessen des Stromes pirale in beiden Drahtkreisen inducirten Ströme sich gerade aufhoben, als ben im entgegengesetzten Sinne mit einander und mit einem Galvanometer nden waren. Dann verhielt sich die elektromotorische Kraft der In- n durch den Magnet in beiden Entfernungen wie 2 : 1. Wurden ganz n an dieselben Stellen zwei an den Hebelarmen zweier Drehwagen be- te Wismuthscheibchen gebracht, und wurde dann der Strom durch die le des Elektromagnetes geleitet, so verhielten sich die Torsionen, welche bgestossenen Scheibchen an jene Stellen zurückführten, ebenfalls wie 2 : 1. Resultat ist jedenfalls nicht richtig, denn da die magnetische Wirkung en Stellen sich wie 1 : 2 verhält, so müsste dies auch in Betreff der Pola- der Wismuthscheiben gelten, das Verhältniss ihrer Abstossungen bei ihrer chen Entfernung vom Magnetpol also grösser sein. Vermuthlich war die- sultat durch die ungleiche Vertheilung des Magnetismus auf der grossen che des Eisenstabes bedingt. — [2]) Christie, Pogg. Ann. 103, p. 589, — [3]) Arndtsen, Pogg. Ann. 104, p. 600, 1858*.

Spiralen durchlaufenden Stromes im Verhältniss von resp. 1 : 4 oder keine Abweichung von der Proportionalität des magnetischen M tes jener Körper mit der auf sie wirkenden magnetisirenden Kr obachtet.

Bei Scheidekräften, welche im absoluten Verhältniss von 24,2 b wuchsen, haben Töpler und v. Ettingshausen (§. 970) ebe eine vollständige Proportionalität des diamagnetischen Moment Wismuths mit der Scheidekraft constatirt.

950 Bei bedeutenden magnetisirenden Kräften sollt indess nach einigen Versuchen die magnetische Anzie und diamagnetische Abstossung bei allen Körpern beim Eisen, schneller oder langsamer einem Maximum nähe

Als z. B. E. Becquerel das magnetische Verhalten eines stabes erst in der Luft und sodann in einer Lösung von schwefel Nickeloxydul von specif. Gew. 1,0827 vermittelst seines §. 924 be benen Apparates unter Anwendung verschiedener Intensitäten I d Magnet erregenden Ströme untersuchte, fand er die betreffende ziehungen R_l und R_u:

10 I	R_l	R_n	$R_l - R_n$	$(R_l -$
2,179	— 3	— 5,45	+ 2,45	0,51
3,990	— 10,1	— 19,00	+ 8,90	0,55
5,614	— 20,15	— 36,45	+ 16,30	0,51
6,719	— 29	— 51,60	+ 22,60	0,5

Setzen wir den Werth R_l der diamagnetischen Abstossung des stabes in der Luft derselben Abstossung im luftleeren Raume glei ist der Werth $R_l - R_n$ gleich der Anziehung des vom Glasstab drängten Volumens der Lösung. Die Anziehung der letzteren also etwas langsamer zu, als das Quadrat der magnetisirenden St wobei freilich immer noch möglich wäre, dass auch der Magnet des Magnetes sich schon ein wenig seinem Maximum genähert hät

Bei anderen, stärker magnetischen Substanzen, z. B. Lösun Eisenchlorür, Wachsstäbchen, in welche (eisenhaltiger) Platinsch eingeknetet war, eisenhaltigen Stäbchen von Kohle oder unreinen hat Becquerel im Gegentheil beobachtet, dass das Verhältniss Anziehungen durch den Magnet bis zu einer Grenze schneller w als das Quadrat der magnetisirenden Kraft. Dies konnte einmal herrühren, dass die Körper auf die Vertheilung des Magnetismus Magnetpolen einwirkten, sodann aber namentlich davon, dass bei

n magnetisirenden Kräften die getrennten magnetischen Molecüle der rper wechselseitig auf einander in einem schnell zunehmenden Verltniss magnetisirend wirkten, und so das magnetische Moment der rper schneller zunahm, als die magnetisirende Kraft selbst.

Beim Wismuth hat E. Becquerel die Annäherung an das Maximum ht nachweisen können.

Letzteres glaubte indess Plücker[1]) gezeigt zu haben, indem er 951
f die abgerundeten Polflächen der Halbanker eines starken Elektrognetes kugelförmige Gefässe von Glas aufsetzte, welche mit flüssigen r gasförmigen oder auch festen, meist mit Schweinefett verriebenen stanzen gefüllt waren. Die Gefässe hingen an dem einen Arm einer Glas construirten Wage. Ihre Anziehung und Abstossung wurde timmt, indem die Wage auf der einen oder anderen Schale belastet rde, bis die Gefässe von den Polen abgerissen oder ihnen gerade bis Berührung genähert wurden.

Der Magnet wurde nach einander durch 1, 4, 9 oder 16 Grove'-e Elemente, welche zu zweien, dreien, vieren neben einander geordnet ren, erregt; die Stromintensität wuchs dabei auf das 2-, 3- und 4fache, m man die Voraussetzung macht, dass die Grove'schen Elemente ander gleich waren. Da der Magnetismus des Magnetes nicht in ichem Verhältniss mit der Intensität des erregenden Stromes zunimmt, sucht Plücker denselben auf einem indirecten Wege nach der Annung der Elemente der Säule abzuleiten. Indess ist diese Methode chaus unsicher, um so mehr, als das Moment des Magnets der Intent des magnetisirenden Stromes nicht proportional zu setzen ist (vergl. Originalabhandlung). Plücker erhielt für die Magnetismen m, welche den einzelnen Stoffen durch Einwirkung des Magnetes erregt wurden, ende Zahlenwerthe:

gnetisirende Kraft	1	2	2,9	3,45	4	∞	α
altoxydulhydrat m	1	1,92	2,66	2,95	3,39	7,83	+ 2178
rstoff	1	1,85	2,47	2,82	3,18	5,42	
muth u. Phosphor .	1	1,81	2,39	2,66	3,05	4,61	— Bi 23,6 P 16,5
eloxydul	1	1,71	2,14	2,28	2,54	3,52	+ 287
noxyd	1	1,57	1,88	2,03	2,23	2,65	+ 759
n	1	1,38	1,51	1,61	1,69	1,91	+ 1000000
lt	1	1,32	1,41	1,46	1,49	1,74	+ 1009000
el	1	1,20	1,21	1,22	1,22	1,32	+ 465800

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 91, p. 1, 1854*.

Die unter α verzeichneten Zahlen geben die Werthe, mit de
in den Reihen unter 1, 2, ... angeführten, relativen Magnetisme
jeden Stoffes bei Einwirkung verschiedener magnetisirender Kr
multipliciren sind, um die bei verschiedenen Stoffen erhaltenen R
mit einander vergleichen zu können.

Der Werth des Maximums des Magnetismus in der Columne
von Plücker nach der von Müller gegebenen Formel

$$m = C \, arc \, tg \frac{p}{const}$$

berechnet, in der m den Magnetismus der Stoffe, p die magneti
Kraft bedeutet. — Nach diesen Angaben nähern sich die temporäre
netismen aller Stoffe mit zunehmender magnetisirender Kraft
Maximum, indess verschieden schnell, wie dies die Reihefolge d
in obiger Tabelle erkennen lässt. — Bemerkenswerth ist, dass bei
chen magnetisirenden Kräften der Magnetismus des Kobalts b
grösser sein müsste, als der des Eisens, und erst bei stärkeren m
sirenden Kräften der temporäre Magnetismus des letzteren üb
(vergl. §. 642 u. flgde.). (Das analoge Resultat hat Arndtsen
in Bezug auf Nickel erhalten.)

Auch bei den diamagnetischen Substanzen, Wismuth und Ph
wäre eine Annäherung ihrer diamagnetischen Erregung an das
mum zu beobachten; die Schnelligkeit, mit der sie stattfindet, w
dess bei den beiden untersuchten Stoffen die gleiche.

952 Nach einer Reihe von Beobachtungen von Schuhmeister
telst der Torsionsmethode scheint für die diamagnetischen Sub
sich ein Maximum der diamagnetischen Wirkung $\varkappa$ (in Gauss-W
schen Einheiten) herauszustellen. Bei verschiedenen magneti
Kräften K war die Magnetisirungsfunction $\varkappa$:

$K =$	615	1308	2527
Wasser . . . . $10^6 \varkappa =$	— 0,553	0,453	0,436
Alkohol	— 0,451	0,416	0,376
Schwefelkohlenstoff . . .	— 0,462	0,392	0,368
Aether	— 0,397	0,290	—
Sauerstoff	+ 0,046	0,059	[illegible]
Sauerstoff (ozonhaltig) .	+ 0,103	0,181	—
Stickoxyd	+ 0,0278	0,0377	[illegible]

[1]) Schuhmeister, Wien. Anz. 1881, p. 15*; Beibl. 6. p. [illegible]

Die negativen Zeichen bedeuten die diamagnetische Abstossung, die positiven die magnetische Anziehung. Bei Eisenchloridlösung vom specifischen Gewichte 1,40 konnte dagegen Schuhmeister [1]) weder nach der Schwingungs- noch nach der Torsionsmethode ein Maximum von $\varkappa$ finden, obgleich die magnetisirenden Kräfte von 280 bis 2500 absoluten Einheiten variirten.

Bei der sehr geringen Grösse der diamagnetischen Kräfte dürfte auch hier der Nachweis der Aenderung von $\varkappa$ mit der magnetisirenden Kraft zweifelhaft sein.

Silow [2]) hat selbst schon bei relativ sehr schwachen Kräften eine 953
Annäherung des Magnetismus der schwach magnetischen Körper an ein Maximum nachzuweisen gesucht.

In einer oben und unten mit einer Oeffnung versehenen Glaskugel von 158,8 mm Durchmesser hängt an einem dünnen, 65 mm langen Glasstab ein horizontaler, 30 mm langer, 5 mm dicker, mit Paraffin lackirter Magnetstab N. Oben am Glasstab sind zwei einander parallele und entgegengerichtete, 80 mm lange und 10 mm dicke, verticale Magnetstäbe befestigt. Das ganze System ist mit einem Spiegel versehen, an einem Coconfaden aufgehängt und wird in Schwingungen versetzt, während der Magnet N in der Luft oder in Flüssigkeit schwebt. Zur Füllung mit letzterer ist die untere Oeffnung der Kugel durch einen Kautschukschlauch mit einem Gefäss voll der betreffenden Flüssigkeit verbunden. Die Glaskugel ist mit 8 gleich dicken Abtheilungen von je 84 Drahtwindungen umgeben, so dass auf gleich dicke Theile der Kugel gleiche Zahlen von Windungen kommen. Dann ist die magnetisirende Kraft in der Kugel überall die gleiche $\frac{8}{3}\pi n i$, wo $n = 4{,}232$ die auf der Dickeneinheit der Rolle befindliche Windungszahl, i die Stromintensität ist.

Zuerst wurde die Kugel so gestellt, dass ihre Windungen in den magnetischen Meridian fielen, und durch einen unter der Kugel befindlichen Magnet der horizontale Magnet in der Kugel nahezu senkrecht gegen den Meridian gerichtet. Dann wurde der Strom durch die Kugelrolle und ein abgezweigter Theil desselben durch eine Widerstandsscala und eine vor dem oberen Magneten so aufgestellte Compensationsrolle geleitet, dass die Ablenkung d des Magnetsystems möglichst klein war. Darauf wurde die Flüssigkeit in die Kugel übergeführt und wieder die Ablenkung f des Systems beobachtet. Endlich wurde die Kugel entleert und mittelst einer Abzweigung ein kleiner Theil des Stromes durch die Kugelrolle und Compensationsrolle geleitet, so dass die Wirkungen sich addirten. Aus der erhaltenen Ablenkung wird die Ablenkung s berechnet, welche der ganze Strom dem Magnetsystem ertheilen würde.

Sind die Drehungsmomente durch die Kugelrolle, die von ihr mag-

---

[1]) Schuhmeister, l. c. — [2]) Silow, Bullet. de Moscou 53, p. 398*; Beibl. 3, p. 810, 1879*.

netisirte Flüssigkeit und die Compensationsrolle in Bezug auf das Mag
system K, ΔK und K_c, so ist, wenn A eine Constante ist:

$$1)\ K - K_c = A d;$$
$$2)\ K + \Delta K - K_c = A f;$$
$$3)\ K + K_c = A s.$$

Aus den drei Gleichungen lässt sich: $\Delta K / K$ berechnen. Die Str
stärke in der Kugelrolle wurde durch eine Weber'sche Tangenten
sole bestimmt und danach die magnetisirende Kraft F der Kugelr
bezogen auf die horizontale Componente des Erdmagnetismus als Ein
berechnet und in elektromagnetischem Maasse gemessen. So fand
z. B. für Eisenchloridlösung:

F	$10^6 \varkappa$	$10^7 F \varkappa$	F	$10^6 \varkappa$	$10^7 F \varkappa$
0,457	34	159	2,35	157	3690
0,597	53	316	2,57	153	3932
0,822	62	510	2,89	138	3988
1,12	122	1366	3,24	130	4211
1,34	130	1742	3,37	119	4010
1,48	148	2191	4,36	105	4578
1,95	153	2983	4,48	97	5316
2,08	173	3598	6,64	72	4781
2,15	179	3849			

Hiernach schliesst Silow, dass mit wachsender Scheidungsk
die Magnetisirungsfunction der Eisenchloridlösung erst wächst,
wieder abnimmt, ähnlich wie beim Eisen selbst.

Bei anderen Versuchen [1]) wurde eine auf eine 700 mm la
26,4 mm weite Glasröhre aufgewundene Spirale horizontal, eine gl
auf eine Holzröhre aufgewundene vertical in solcher Lage aufgest
so dass sie nicht gegenseitig auf einander inducirend einwirkten. Z
kurze, auf die Mitte jener Spiralen geschobene, hinter einander in
Kreis eines Galvanometers eingeschaltete Rollen von je 30000 Win
gen waren so angebracht, dass sich die Inductionsströme in ihnen b
Oeffnen des die ersteren Spiralen durchfliessenden Stromes gerade
hoben. Dann wurde die Glasröhre mit der zu untersuchenden Flüssig
gefüllt und die Ablenkung des Galvanometers bestimmt. Die Oeffn
und Schliessung geschah durch einen rotirenden Commutator, welcher

---

[1]) Silow, Wied. Ann. 11, p. 324, 1881*

die Inductionsströme nur in einer Richtung zu dem Galvano- führte. Sind die Ablenkungen der Galvanometernadel bei voller erer Röhre φ und φ', so ist der Magnetisirungscoefficient der gkeit

$$\varkappa = const\ (\varphi' - \varphi)\ W / 4 \pi F v N S,$$

die Scheidungskraft, W der Widerstand des inducirten Strom- s, v die Zahl der Schliessungen in der Secunde, S der Querschnitt üssigen Cylinders, N die Windungszahl der Inductionsrolle ist. ergab sich wiederum, dass der Magnetisirungscoefficient einer hloridlösung erst mit wachsender Scheidungskraft bis zu einem num wuchs, dann schneller und zuletzt langsamer abnahm. r:

F	$10^6 \varkappa$	$10^7 F\varkappa$	F	$10^6 \varkappa$	$10^7 F\varkappa$
1,15	96	1104	2,45	104	2548
1,35	104	1404	3,73	70	2611
1,60	131	2096	5,33	69	3677
1,70	131	2227	5,35	68	3638
1,81	142	2698	6,54	65	4251
1,90	141	2679	7,00	62	4340
1,96	131	2568	10,00	60	6000
2,13	111	2310	12,60	55	6931
2,40	99	2376			

F als Einheit die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus ge- en ist.

dess ist zu beachten, dass äusserst kleine magnetisirende Kräfte ndt worden sind, bei denen jegliche äussere Störung vom gröss- fluss ist, und auch in Folge dessen die Werthe $F\varkappa$, die Momente sung selbst bei den verschiedenen magnetisirenden Kräften sehr lmässig verlaufen.

ittelst der §. 971 näher zu beschreibenden Methode habe ich [1]) kein 954
um der Magnetisirungsfunction bei Eisenchloridlösung nachweisen , obgleich die magnetisirenden, viel stärkeren Kräfte, als sie anwandte, im Verhältniss von 41,4 bis 205,5 variirten.
zeichnet t die Torsion der verwendeten Drehwage, $\varkappa t / m^2$ das Moment der Lösung bei verschiedenen magnetisirenden Kräften war z. B.:

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **126**, p. 8, 1865*.

m	t	$10^9 \varkappa$	m	t	$10^9 \varkappa$
41,1	15	8751	208,5	375,8	8564
78,8	53,3	8583	181	280,7	8568
116	115,2	8586	148,8	191	8621
150,3	193	8545	114,8	114,7	8704
181,8	283	8561	78,6	53,7	8691

Auch Eaton[1]) ist dies mit demselben Apparat an Eisench lösungen vom specifischen Gewichte I 1,1347, II 1,205 bei sehr b tender Aenderung der magnetisirenden Kräfte nicht gelungen. Flüssigkeiten (5,514 ccm resp. 5,786 ccm) befanden sich dabei in flachen Glaskolben dicht vor dem Pol eines geraden horizontalen tromagnetes, welcher durch n grosse Bunsen'sche Elemente wurde. Dabei ergaben sich folgende relative Werthe:

I.

n	m	t	$10^6 \varkappa$	n	m	t	
1	89,3	6,2	777,3	4	318,1	75,9	7
2	171,7	22,2	753,0	5	384,4	111,5	7
3	248,2	45,9	744,7	6	440,5	145,9	7

II.

n	m	t	$10^6 \varkappa$	n	m	t	
1	90,3	10,0	1226	5	365,3	160,9	12
2	175,6	37,6	1219	6	433,7	226,0	12
3	251,4	76,1	1204	7	490,6	298,0	12
4	294,9	105,3	1211				

Auch bei Anwendung eines von 0,1 mm dicken harten Neu drahtes zur Aufhängung für die Torsionswage, wobei ein mit V gefüllter Kolben Ablenkungen bis zu 300 Scalentheilen an einer 22 von der Drehwage entfernten Scala ergab, fand Eaton kein Max Es war z. B., wenn t der Ausschlag für den gefüllten, t_1 für den Kolben, ϑ für die denselben erfüllende Flüssigkeit und $k' = \vartheta$

[1]) H. W. Eaton, Wied. Ann. 15, p. 225, 1882*.

	Vol. in ccm	t	t_1	ϑ	m	$10^6 k'$
I	5,80	— 39	+ 4 (?)	— 43	191	— 1180
		— 148	+ 4	— 152	356	— 1200
		— 301	+ 2,5	— 304	490	— 1260
II	15,26	— 60,6	+ 10,6	— 71,2	189,1	— 2038
		— 203,6	+ 35,0	— 238,6	339,6	— 2069
		— 387,0	+ 74,0	— 461,0	462,0	— 2155
. . . . .	15,10	— 27,2	+ 7,5	— 34,7	169,3	— 1210
		— 103,6	+ 29,0	— 132,6	309,7	— 1379
		— 200,6	+ 65,6	— 265,0	434,4	— 1408
. . . . .	15,10	— 36,4	+ 9,0	— 45,4	178,6	— 1423
		— 127,2	+ 31,5	— 158,7	325,3	— 1500
		— 220,0	+ 65,0	— 285,0	433,5	— 1516
kohlenstoff	15,17	— 48,0	+ 8,5	— 56,5	174,5	— 1855
		— 148,5	+ 28,3	— 176,8	304,3	— 1910
		— 292,3	+ 64,5	— 356,8	425,7	— 1969

ch als v. Ettingshausen[1]) die Kraft bestimmte, mit welcher 955
24 cm langes, 0,714 cm dickes, mit saurer Eisenchloridlösung ge- Glasröhrchen, dessen Axe mit der einer horizontal liegenden irale zusammenfiel, beim Durchleiten des Stromes in letztere ezogen wurde, blieb sie bei Anwendung von 2 bis 6 Bunsen'- Elementen, wobei die auf das Röhrchen wirkende Kraft von 27,9) stieg, constant (sie schwankte nur unregelmässig von 56,4 bis)$^{-6}$). Nur bei Anwendung eines Elementes war sie etwas grösser 0^{-6}), indess war dabei die Beobachtung unsicher.

ernach dürfte für Kräfte, wie sie zu quantitativen Bestimmungen ndt werden, das Moment der schwach magnetischen und diamag- n Körper der magnetisirenden Kraft fast völlig proportional sein.

f der verschieden schnellen Annäherung der magnetischen An- 956
und der diamagnetischen Abstossung der Körper durch die pole an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft be- s eigenthümliche Verhalten, welches Gemenge von mag- ien und diamagnetischen Substanzen vor den Magnet- zeigen.

ngt man einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen ten Stab, z. B. von Holzkohle oder Kirschbaumrinde, an einem den horizontal vor den Polen des Elektromagnetes auf, so stellt

[1]) Ettingshausen, Wied. Ann. 17, p. 304, 1882*.

er sich bei schwacher Erregung desselben axial, vertauscht aber mit der äquatorialen, wenn die Magnetisirung stärker wi ganz analoger Weise wächst die Anziehung eines mit Eisen Wismuthpulver oder mit unreinem, eisenhaltigen Quecksilber über einem Magnetpol an dem einen Arm eines Wagebalken hängten Uhrglases langsamer, als die eines rein magnetischen z. B. des Eisens, und bei starker Magnetisirung kann das Uhr so stark abgestossen, wie bei schwacher Magnetisirung angezogen

Der Grund hiervon ist folgender: Nimmt die auf die mag und diamagnetischen Substanzen wirkende magnetische Kraft al zu, so wächst die Anziehung der ersteren, so wie die Abstos zweiten zuerst proportional dem Quadrate der Kraft. Wird Magnetisirung stärker, so erreicht der Magnetismus der mag Substanzen nach und nach ein Maximum, über welches b nicht mehr zunimmt. Viel langsamer, wenn überhaupt, gesch Annäherung an ein Maximum bei der Abstossung der diamag Substanzen, so dass letztere noch zunimmt, während erstere Maximum erreicht hat, und sie dann sogar übertreffen kann, an Stelle der Anziehung eine Abstossung tritt [2]).

957 In gewissen Fällen kann indess die bei stärkeren Strominte stattfindende scheinbare Umkehrung des magnetischen Verhal Körper in das diamagnetische Verhalten auf anderen Gründen

Legte Tyndall [3]) auf das eine Ende des Hebels seiner D (§. 945) eine Wismuthkugel und klebte darauf ein Stückchen Sp stein, so war die vereinte Masse zuerst magnetisch, es bedurf Torsion *t* des den Hebel tragenden Fadens, um sie in eini fernung vom Magnet festzuhalten. Wurde aber die Intensität Magnet erregenden Stromes verstärkt, so trat eine Abstossung, Ueberwiegen des Diamagnetismus ein. Dasselbe ergab sich, al eine Seite des Hebels eine diamagnetische Wismuthkugel, auf d eine schwach magnetische Zinkkugel gelegt wurde. Erst über Magnetismus der letzteren, dann bei stärkerer Erregung der der Diamagnetismus der ersteren.

In beiden Fällen hatte sich Tyndall überzeugt, dass die A des Spatheisensteins und Zinks, ebenso wie die Abstossung muths, genau dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden entsprach, also noch keine Sättigung mit Magnetismus eingetr Der Grund dieser Erscheinung liegt indess auch nicht in einer ren Zunahme der diamagnetischen Abstossung mit wachsender intensität, sondern darin, dass die Torsion des Fadens gleich

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 73, p. 617; 74, p. 362*; 75, p. 413, 1848*. — Müller, Pogg. Ann. 83, p. 115, 1851*. — [3]) Tyndall, Pogg. Ann. 8 1851*.

der magnetischen Anziehung der diamagnetischen Abstossung entgegenwirkt. Bezeichnet s die der ersten Intensität des Stromes entsprechende Anziehung des Zinks oder Spatheisensteins, d die dabei stattfindende Abstossung des Wismuths, t die durch die Torsion des Fadens entwickelte Kraft, welche die überwiegende Abstossung äquilibrirt, so ist in dieser Gleichgewichtslage $d = s + t$.

Wird die Intensität des magnetisirenden Stromes auf das $n$fache gebracht, so wachsen die Werthe d und s auf das n^2fache. Dann ist aber $n^2 d > n^2 s + t$.

Die diamagnetische Abstossung überwiegt also.

Ein analoger Uebergang aus der axialen in die äquatoriale Lage kann sich zeigen, wenn man einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab an einem Coconfaden in horizontaler Lage zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufhängt und allmählich die Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt.

Dieselbe Umkehrung des magnetischen Verhaltens gemischter Körper 958
in das diamagnetische findet statt, wenn man die auf dieselben wirkende magnetische Kraft dadurch verstärkt, dass man die Körper in weiterer Entfernung vor einem Magnetpol aufhängt und denselben allmählich den Körpern nähert [1]).

Man hatte aus dieser Umkehrung anfangs den unrichtigen Schluss gezogen, dass die diamagnetische Abstossung mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller abnehme, als die magnetische Anziehung, während beide nach demselben Gesetz sich vermindern müssen, da beide in gleichem Verhältniss mit der Intensität der magnetisirenden Kraft zunehmen, wenn nicht eine Annäherung an das Maximum oder sonstige secundäre Störungen eintreten.

Misst man die Abnahme der Anziehung einer Eisenkugel mit der 959
Entfernung vom Magnetpol, indem man sie an eine Wage hängt und direct oder bei Zwischenlegung einer Glasplatte von $^1/_{15}$ Zoll Dicke von einem Magnetpol abreisst, und reisst man ebenso durch die Torsionswage eine auf ihren Hebel gelegte Kugel von Eisenvitriol von dem Pol eines horizontal liegenden Magnetstabes ab, so zeigt sich, dass sich durch Zwischenlegung des Glases die Anziehung beim Eisen im Verhältniss von $1 : ^1/_{90}$, beim Eisenvitriol fast nicht vermindert hat. Ebenso vermindert sich die Anziehung des Eisens schon bei Zwischenlegung eines Papiers von 0,001 Zoll Dicke auf $^2/_3$, die des Spatheisensteines erst bei einem Abstand von $^1/_7$ Zoll. Die Anziehung des Eisens nimmt also mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller ab, als der Eisensalze [2]). — Bei diamagnetischen Substanzen, z. B. Wismuth-eln, nimmt gleichfalls mit der Entfernung die Abstossung langsamer

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 72, p. 343, 1847*. — [2]) Tyndall l. c. p. 445*.

ab, als die Anziehung des Eisens. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man auf den Hebel der Torsionswage eine Wismuthkugel legt und darauf ein Stückchen Eisen befestigt. Stellt man den Faden der Drehwage so, dass die Kugel vor der Erregung des Magnetes sich in einem grösseren Abstande von dem Pole desselben befindet, so wird sie bei der Schliessung des den Magnet erregenden Stromes abgestossen; hat man aber den Faden vorher so eingestellt, dass die Kugel dem Magnet nahe steht, so tritt eine Anziehung ein. — Diese Erscheinung, welche indess nur beim Eisen, nicht bei anderen magnetischen Substanzen hervortritt, ist gerade umgekehrt, wie die von Plücker beobachtete. Sie beruht wohl darauf, dass der im Eisen vertheilte, bedeutende Magnetismus bei der Annäherung an den Magnetpol in diesem selbst wieder Magnetismus vertheilt, und so die Anziehung bedeutend verstärkt wird, während diese Rückwirkung bei den sonstigen, weniger magnetischen und diamagnetischen Substanzen kaum stattfinden kann [1].

960 Eine permanente Magnetisirung, welche nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte in den Körpern zurückbleibt, lässt sich ausser beim harten Eisen, Nickel und Kobalt noch bei einer Anzahl Eisenoxydul- oder schwefeleisenhaltiger Mineralien, beim Eisenglimmer, beim Eisenglanz und Magnetkies, Titaneisen, beim gediegenen uralischen Platin u. s. f. nachweisen [2]. Mittelst des Sideroskops von Lebaillif oder einer anderen astatischen Nadel kann man auch beim Eisenoxyd, beim (eisenhaltigen) Iridium, bei unreinem Zink [3], bei Holzkohle dieselbe darthun. In den letzteren Fällen dürften indess wohl Theilchen von Eisen die permanente Polarität bedingen [4]. Eisenchlorürlösung zeigt dagegen nach Matteucci [5]) keine permanente Polarität.

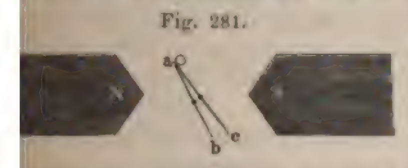
Plücker [6]) glaubte auch bei den diamagnetischen Körpern eine permanente Polarität nachweisen zu können. Er hängte zwischen die conisch zugespitzten und vorn abgerundeten Pole eines sehr starken Elektromagnetes an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen in axialer Lage auf und verhinderte es durch ein neben der einen Polspitze aufgestelltes, verticales Glasstäbchen, bei Erregung des Magnetes die äquatoriale Lage anzunehmen. Durch die Torsion des das Stäbchen tragenden Fadens wurde es schwach gegen das Glasstäbchen gedrückt, wobei es einen kleinen Winkel mit der axialen Linie machte. Wurde nun der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, und sodann seine Polarität plötzlich umgekehrt, so bewegte sich das Stäbchen erst gegen die axiale Lage hin und entfernte sich dann wieder von derselben. Bei Unterbrechung des Stromes und langsamer Schliessung in entgegengesetzter

[1]) Vergl. auch W. Thomson, Phil. Mag. [3] 37, p. 252, 1850*. — [2]) Vergleiche Greiss, Pogg. Ann. 98, p. 478, 1856*. — [3]) E. Becquerel, Ann. Chim. et de Phys. [3] 32, p. 85, 1851*. — [4]) Oersted, Pogg. Ann. 75, p. 1848*. — [5]) Matteucci, Compt. rend. 36, p. 917, 1853*. — [6]) Plücker, Pogg. Ann. 86, p. 6, 1852*.

tung zeigte sich die Erscheinung nicht. Hiernach sollte die Polarität Stäbchens erst einige Zeit nach der Umkehrung des den Magnet erden Stromes wechseln. Es ist indess sehr wohl möglich, dass Oeffnen dieses Stromes im Wismuthstäbchen ein demselben gleichchteter Inductionsstrom entsteht, ebenso wie in der Masse des netes und auch in der den Magnet umgebenden Spirale. Hierdurch de zuerst eine Anziehung des Stäbchens gegen die Magnetpole bet, bis nach der Umkehrung des magnetisirenden Stromes die Inionsströme allmählich verschwänden, und die neue Polarität des netes und Wismuthstäbchens völlig hervorträte.

Es könnte auch sein, dass das Wismuthstäbchen, welches gegen das stäbchen gedrückt wurde, bei der Erregung des Magnetes sich in Folge der Abstossung, statt in die Lage *ac*, Fig. 281, ein wenig schräg in die Lage *ab* stellte. Beim Oeffnen des den Magnet erregenden Stromes kehrt es in seine Gleichgewichtslage *ac* der Magnetisirung zurück und schwingt durch das Beharrungsögen und die Torsion des Fadens gegen die Pole hin oder auch sie hinaus. Da beim Umkehren der Richtung des den Magnet ernden Stromes eine gewisse Zeit bis zum völligen Eintritt der n Magnetisirung vergeht, so könnte in dieser Zeit wohl die beiebene Bewegung vor sich gehen[1]. Tyndall und auch E. Becrel (l. c.) ist der Nachweis eines permanenten Diamagnetismus des muthes nicht gelungen.

Fig. 281.



Wir haben schon §. 911 darauf aufmerksam gemacht, dass das Veren von Eisenstäben und schwächer magnetischen Körpern, z. B. ach eisenhaltigen Messingdrähten, Röhren voll Eisenoxyd, vor en Magnetpolen ein verschiedenes ist, indem erstere sich axial, tere äquatorial einstellen können. Wir haben als Grund dafür anhrt, dass die einzelnen, durch den Magnet magnetisirten Molecüle Eisens gegenseitig richtend auf einander einwirken, während bei den eren Körpern der in den einzelnen Molecülen erregte Magismus so äusserst gering im Verhältniss zu der von sen wirkenden magnetischen Kraft ist, dass die gegentige Richtkraft der Molecüle gänzlich zu vernachsigen ist. 961

Sind in diesem letzteren Falle verschiedene Mengen des magnetin Stoffes in demselben Raum vertheilt, so ist das in ihnen durch he magnetisirende Kräfte erzeugte Moment ihrer Masse proional, wie dies schon Coulomb[2] bei fein in Wachs vertheil-

[1] Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 37*. — [2] Coulomb, De la Métherie, rvations sur la physique, 43, p. 249, 1793*; Gren's Neues Journ. 2, p. 288*.

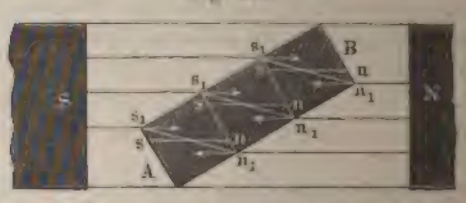
tem Eisen beobachtete. Auch Plücker[1]) hat dieses Resultat ten, indem er eine Glaskugel mit Schweinefett füllte, welchem pulver beigemengt war, und sie an der einen Schale einer Wag den einen Pol eines Magnetes oder zwischen die auf beide Pole ben gelegten Halbanker hängte, so dass sie den Pol oder die Hal gerade berührte. Bei Erregung des Magnetes war die Anziehung Abzug der Abstossung des Glases mit dem Schweinefett allein tional dem Gewichte des Eisens (vgl. auch Töpler's Versuche § Dasselbe Resultat erhielt Plücker, als er die Kugel mit Wasse und ihm verschiedene Mengen Eisenchlorür zusetzte.

962 Würden die Theilchen der diamagnetischen Sub zen auf einander einwirken, so würde dadurch das magnetische Moment derselben verkleinert, indem jede die äussere Kraft polarisirte Molecül im folgenden Molecül eine ih gegengesetzt gerichtete Polarität erzeugte[2]). — Indess lässt sich hier bei der Schwäche der diamagnetischen Polarität eine solche We wirkung der Theilchen nicht mit Sicherheit nachweisen. So fand teucci[3]), dass gleich lange, aber verschieden weite, mit versc grob oder fein gepulvertem und verschieden stark gepresstem Wis pulver gefüllte Papierröhren zwischen den Polen eines Elektroma gleiche Schwingungsdauer zeigten. Füllte er eine an dem End Hebelarmes einer Drehwage befestigte Glaskugel mit verschiedene gen (1 bis 6,5 g) von gröberem oder feinerem Wismuthpulver, so dieselbe von dem Pol eines Magnetes mit Kräften zurückgestoss dem Gewicht des Pulvers direct entsprachen. Dasselbe Verhalten sich bei Schwefel, Harz und Stearinsäure.

Hieraus folgt, dass ein Wismuthstab, welcher in der Mitte ein gen Spirale an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften aus

[1]) Plücker, Pogg. Ann. **74**, p. 321, 1848*. — [2]) Wäre z. B. ns ... die Richtung der durch die Magnetpole S und N in den Theilen des Wi stabes AB erzeugten Polarität, so würden in Folge der Wechselwirk

Fig. 282.



Theilchen die diamagnetischen Axen der Molecüle sich ein wenig in die $n_1 s_1$ neigen. Durch die Magnetpole würde sich dann der Stab in die Lage, parallel den Magnetkraftlinien, einstellen. W. Thomson, Phil [4] **9**, p. 290, 1855*. Dieselbe Ansicht hat W. Weber, Phil. Mag. [4 p. 407. Tyndall hält sie nicht für bewiesen, ibid. p. 422, und Th vertheidigt sie, Phil. Mag. [4] **11**, p. 66*. — [3]) Matteucci, Ann. de Ch de Phys. **56**, p. 193, 1859*.

ist, auch in allen Molecülen gleiche diamagnetische Momente erhält. Man kann daher auf seiner ganzen Länge keinen freien Magnetismus wahrnehmen; derselbe ist nur an seinen Enden angehäuft. Als daher Christie (l. c.) Wismuthstäbe im Diamagnetometer dem astatischen System in verschiedenen Lagen gegenüberstellte, fand er fast gleiche Ablenkungen desselben, so lange sich die mittleren Theile der Stäbe in der Ebene des Systemes befanden. Nur an den äussersten Enden und ein wenig über diese hinaus nahm die Ablenkung zu.

Bei Pulvern von Gold, Silber und Kupfer hat indess Matteucci [1]) 963
beobachtet, dass, je feiner dieselben vertheilt werden, je schlechter ihre elektrische Leitungsfähigkeit also wird, desto mehr ihr Diamagnetismus zunimmt. So fand er die diamagnetische Abstossung A gleicher Massen:

	Gewicht gleicher Volumina	A
Gold . .	11,355 bis 1,2 g	1 bis 1,73
Silber . .	4,77 bis 1,16 g	1 bis 1,55

Dieses Verhalten wäre um so merkwürdiger, als die erwähnten Metalle äusserst schwach diamagnetisch sind. Es könnte vielleicht auf einer stärkeren Condensation von Feuchtigkeit und von Gasen auf den feineren Pulvern beruhen. Eine genauere Untersuchung desselben wäre wünschenswerth.

Ebensowenig lässt sich bis jetzt eine deutliche Wechselwirkung zwischen zwei diamagnetisch erregten Körpern nachweisen. — Als Matteucci an dem Arm einer Drehwage einen Wismuthwürfel vor dem einen Pol eines Elektromagnetes aufhängte und zwischen den Würfel und den Pol einen zweiten Wismuthwürfel einschob, änderte sich die Stellung des ersten nicht. — War an dem Arm der Drehwage ein Wismuthcylinder horizontal befestigt, welcher in der Axe einer grossen, horizontal liegenden Spirale schwebte, so ging er, als in die Spirale ein zweiter Wismuthcylinder eingeführt wurde, nach einigen Oscillationen wieder vollständig in seine frühere Lage zurück. — Ebensowenig wirken Tropfen von diamagnetischen Flüssigkeiten auf einander, welche in einer Eisenlösung zwischen den Magnetpolen schweben [2]).

II. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Körper.

Die quantitativen Verhältnisse der magnetischen und diamagnetischen Momente, welche verschiedene Körper unter Einfluss der gleichen 964

[1]) Matteucci l. c. — [2]) Matteucci, l. c.; Cours d'induction, Paris 1854, 202*.

magnetisirenden Kraft erhalten, sind namentlich bei den schw
magnetischen und diamagnetischen Stoffen schwer mit Genauigk
bestimmen, da diese Momente sehr klein sind und eine sehr g
Beimengung von Eisen sie wesentlich verändern kann. Werde
diamagnetischen Stoffe in eiserne Formen gegossen oder mit
eisernen Instrumente bearbeitet, so zeigen sie schon einen schwäc
Diamagnetismus als vorher, oder gar im Gegentheil eine magnet
Anziehung. — Aus diesem Grunde weichen die quantitativen Be
mungen sehr stark von einander ab.

Da, wie wir bereits erwähnt haben, bei den schwach magneti
und diamagnetischen Körpern das Moment der wirkenden Kraft pr
tional ist, kann man durch Division ihrer Anziehung oder Absto
vom Magnet durch das Quadrat der auf sie wirkenden Kraft das in
durch die Kraft Eins erzeugte Moment bestimmen. Da ferne
Wechselwirkung ihrer Theilchen zu vernachlässigen ist, kann man
Division des letzteren Werthes durch das Volumen oder Gewicht
Körper das durch die Kraft Eins in der Volumen- oder Gewichtse
desselben erregte Moment berechnen.

965 Zuerst hat Plücker[1]) eine grosse Reihe von Substanzen u
sucht, indem er sie in einem mit einer Glasplatte bedeckten Uhr
oder in einer Glaskugel von dem einen Pol oder den beiden Halban
eines grossen Elektromagnetes abriss. Die festen Substanzen ware
Schweinefett verrieben. Der Magnetismus des Magnetes wurde mi
der sehr ungenauen Methode des Abreissens eines Eisenstäbchens
seinen Polen gemessen.

Die folgenden Tabellen enthalten die so gefundenen Resultate
die magnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die Rubrik M_g enthält die Werthe des Magnetismus gleicher
wichte der Substanzen, der des Eisens gleich 100 000 gesetzt, oder,
Plücker sie nennt, die Werthe des specifischen Magnetis
der Stoffe. Das diamagnetische Verhalten ist durch das — Zei
angegeben.

Die Rubrik M_n enthält die Werthe des Magnetismus gleicher
wichte der trockenen Salze in ihren Hydraten und Lösungen;

die Rubrik M_0 die Werthe des Magnetismus gleicher Gewicht
Oxydes oder Oxyduls in ihren Hydraten oder Salzen;

die Rubrik M_m die Magnetismen gleicher Gewichte der M
Eisen, Nickel, Mangan in ihren Verbindungen;

die Rubrik M_a endlich den Magnetismus eines Molecüles d
schiedenen Verbindungen, wenn der eines Atoms Eisen gleich 10
gesetzt wird.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 74, p. 321, 1848*.

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
. . . .	100 000	100 000	100 000	100 000	100 000
senstein	40 227	—	—	55 552	166 656
l	286	—	206	409	818
stein	134	—	—	191	392
z	533	—	—	761	1522
lhydrat	156	—	—	296	592
aures Eisenoxyd	111	—	—	349	698
iol	78	142	—	385	385
s. v. salpeters. Eisenoxyd .	34	95	287	410	820
„ Eisenchlorid	98	224	516	737	1474
„ schwefels. Eisenoxyd .	58	133	332	474	938
„ Eisenchlorür	84	190	381	490	490
„ schwefels. Eisenoxydul	126	219	462	594	594
ydul	35	—	—	45	47
ydulhydrat	106	—	142	180	190
on salpeters. Nickeloxydul	—	65	164	208	219
on Nickelchlorür	—	111	171	217	229
xydhydrat	70	—	78	112	224
xydoxydul	167	—	—	232	696

nerkenswerth ist in dieser Tabelle der starke Magnetismus des eisensteins; der verschieden starke Magnetismus des Eisenoxyds hiedenen Zuständen; das Ueberwiegen des Magnetismus, welchen ckeloxydul in seiner Verbindung mit Wasser im Hydrat besitzt, n Magnetismus des Oxyduls für sich; ferner, dass in den Salz- n durch Hinzutreten der Säuren zum Oxyde der Magnetismus teren nicht geschwächt wird.

i diamagnetischen Substanzen wurde in gleicher Weise gefunden, er Diamagnetismus des Wassers gleich 100 gesetzt wird:

	Der Diamagnetismus	
	gleicher Volumina	gleicher Gewichte
Wasser	— 100	— 100
Alkohol (specifisches Gewicht 0,813)	— 93	— 114
Alkohol (specifisches Gewicht 0,851)	— 122,5	— 143
Aether	— 93	— 127
Schwefelkohlenstoff	— 129	— 102
Schwefelsäure (specifisches Gewicht 1,839)	— 64	— 34
Salpetersäure (specifisches Gewicht 1,502)	— 71	— 48
Chlorwasserstoffsäure (specifisches Gewicht 1,123)	— 114	— 102
Concentrirte Lösung von Kaliumeisencyanür	— 86	— 70
Gepulvertes Kochsalz	—	— 79
Gepulvertes Wismuthoxyd	—	— 35
Schwefelblumen	—	— 71
Terpentinöl	— 107	— 12[illegible]
Quecksilber	— 314	— 23
Phosphor	— 1,72	— 10[illegible]

Die diamagnetische Abstossung des Wassers steht zu der magnetischen Anziehung des Eisens bei gleichen Gewichten im Verhältniss von etwa 2,5 zu 100 000.

Gepulvertes rothes Blutlaugensalz wurde bei gleichem Gewicht 7,4 mal stärker vom Magnet angezogen, als Wasser abgestossen; die magnetische Anziehung einer concentrirten Lösung jenes Salzes verhielt sich zu der diamagnetischen Abstossung des Wassers wie 164 : 100.

Einige andere Bestimmungen von Plücker, welche nicht überall mit den hier angeführten übereinstimmen, haben wir schon §. 951 erwähnt. Bei obigen Bestimmungen dürfte der Magnetismus des Eisens zu hoch genommen sein, da es nicht im Zustande der grössten Vertheilung war. Bei späteren Versuchen mit ganz fein vertheiltem Eisen erhielt Plücker das Verhältniss des Magnetismus des Eisens zu dem des Eisenoxyds wie 1000000 zu 891[1]). — Die nicht weit hiervon abweichende Zahl 759 liefert die Tabelle §. 951.

966 Durch ganz ähnliche Versuche hat E. Becquerel[2]) folgende Zahlen für den Diamagnetismus gleicher Volumina gefunden:

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 83, p. 113, 1851*. — [2]) E. Becquerel, de Chim. et de Phys. [3] 44, p. 223, 1855*.

asser	— 10	Reines Silber	— 23,2
eines Kupfer	— 16,8	Reines Gold	— 34,7
alvanoplastisches Kupfer	— 14,1	Wismuth	— 226,7

H. Becquerel[1]) fand den Diamagnetismus gleicher Volumina von

Alkohol	$TiCl_4$	Wasser	CS_2	Jod	Brom	Wismuth
— 8,06	— 8,55	— 10	— 10,70	— 40,9	— 46,6	— 22,0

Vermittelst der Drehwage hat ferner E. Becquerel[2]) mit Hülfe 967
r §. 924 beschriebenen Methode den Magnetismus und Diamagnetismus eicher Volumina verschiedener Substanzen bestimmt, indem er die amagnetische Abstossung fester Körper in Luft und in den Flüssigiten maass. Die Differenz der erhaltenen Werthe entspricht dem Diagnetismus der Flüssigkeiten, wenn man den der Luft vernachlässigt. ergab sich u. A.:

asser	— 10	Selen	— 16,52
ak, käufliches	— 2,5	Wismuth	— 217,6
achs, weisses	— 5,68	Absoluter Alkohol . .	— 7,89
hwefel	— 11,37	Schwefelkohlenstoff . .	— 13,30
ei, käufliches	— 15,28	Conc. Lös. v. $FeCl_2$ . .	+ 658,13
osphor	— 16,39		

Ist der Magnetismus von fein in Wachs vertheiltem Eisen gleich 968
000000, so ist der eines gleichen Volumens der zuletzt genannten ösung + 25,7, der des Wassers — 0,4. Bei gleichem Gewichte ist dagen der Magnetismus der Lösung gleich 140, der des Wassers — 3.

Vergleicht man die von Plücker und E. Becquerel gefundenen rhältnisse des Magnetismus gleicher Gewichte von feinvertheiltem Eisen, ismuth und Wasser, so erhält man:

	Eisen	Wismuth	Wasser
Plücker	1000000	— 23,6	7,8
E. Becquerel	1000000	— 10,7	3,1

Diese Abweichungen erklären sich aus der ungleichen Vertheilung Eisens, dessen specifischer Magnetismus wegen dieses Einflusses ht geeignet ist, um als Einheit für die specifischen Magnetismen aner Stoffe zu dienen.

W. Weber[3]) hat den Diamagnetismus des Wismuths mit dem 969
gnetismus des Eisens durch das Diamagnetometer nach der §. 930

[1]) Henri Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 12, p. 5, 1877*; Bd. 1, p. 627*. — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 28, 313, 1850*. — [3]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen 3*.

beschriebenen Einrichtung verglichen, indem er zwei Wismuthstäbchen von zusammen 343,5 g Gewicht in den Spiralen desselben abwechselnd hob und senkte und, entsprechend den für die Multiplicationsmethode geltenden Formeln, die dem Magnete ertheilte permanente Ablenkung dabei gleich — 5,93 Theilstrichen bestimmte. Wurde an Stelle der beiden Wismuthstäbe ein Eisenstäbchen von 5,8 mg Gewicht in die eine Spirale eingeführt, so ergab sich die permanente Ablenkung des Magnetes + 128,4. Hiernach stehen die in gleichen Massen Eisen und Wismuth erzeugten magnetischen und diamagnetischen Momente im Verhältnisse von 1 : 1470000. Reducirt man diese Momente auf die Einheit der magnetischen Masse, indem man an Stelle des verwendeten Eisenstäbchens ein Ellipsoid von Eisen von gleicher Masse und gleicher Länge setzt, so findet man mit Rücksicht auf die Versuche des §. 514, welche die Gesetzmässigkeit der Annäherung des Momentes des Eisens an ein Maximum darthun, das magnetische Moment der durch die Einheit der magnetisirenden Kraft inducirten Masseneinheit beim Eisen: 5,667, dasselbe diamagnetische Moment beim Wismuth: $^{1}/_{434000}$. Aus der Berechnung der Inductionsversuche des §. 936 würde sich letztere Zahl zu $^{1}/_{471300}$ ergeben, so dass im Mittel das durch die magnetisirende Kraft Eins erzeugte diamagnetische Moment des Wismuths 2540000mal kleiner ist, als das magnetische Moment des Eisens.

970 Töpler[1]) wendet zu diesen Bestimmungen einen Differentialinductor, bestehend aus zwei dickdrähtigen, hinter einander geschlossenen inducirenden Spiralen A und B (12 Lagen zu 123 Windungen) an, in welchen zwei nahe gleiche Inductionsspiralen a und b (32 Lagen zu 214 Windungen) liegen, welche hinter einander, aber in entgegengesetzter Richtung mit einem Galvanometer verbunden sind. Durch eine kleine Hülfsinductionsrolle, die der schwächeren zugefügt wird, kann man die Wirkung der Inductionsströme beider Spiralen auf das Galvanometer auf Null bringen. In die eine Spirale wird ein diamagnetischer oder magnetischer Körper eingelegt. Ein rotirender Quecksilbercommutator wechselt schnell die Stromesrichtung in A und B, ein zweiter lässt die Inductionsströme in gleicher Richtung zum Galvanometer gelangen; ein dritter in der Galvanometerleitung befindlicher Commutator wird am Ende jeder Schwingung der Galvanometernadel nach dem Princip der Multiplicationsmethode umgelegt, bis der Ausschlag derselben ein Maximum wird.

Der Strom der inducirenden Rollen wird an einer Tangentenbussole von bekanntem Reductionsfactor gemessen. Die Inductionsströme in der Metallmasse der in die eine Spirale eingeführten Körper haben keinen wesentlichen Einfluss, denn sie induciren beim Entstehen und Vergehen in der umgebenden Inductionsspirale zwei entgegengesetzte Ströme

[1]) Töpler, Pogg. Ann. 154, p. 600, 1875*. Töpler u. v. Ettingshausen, Pogg. Ann. 160, p. 1, 1875*.

cher Gesammtintensität. Schwingt der Magnet des Galvanometers r langsam, so heben sich ihre Wirkungen auf ihn auf. Auch erfolgte Einfügung einer in sich geschlossenen Kupferdrahtspirale in die eine uctionsrolle keine Aenderung des Galvanometerstandes, mochte sie ffnet oder geschlossen sein, auch wenn derselbe Versuch nach Ein-en eines dünnen Eisendrahtes angestellt wurde.

Bei Anwendung verschieden starker Ströme, resp. Scheidekräfte s r bei Anwendung von $n = 2$ bis 10 Bunsen'schen Elementen das ch die Inductionsströme gemessene Moment m eines eisenfreien Wis-thstabes von 160 mm Länge, 27 mm Dicke, 971,97 g Gewicht den Kräf-s proportional. So war z. B.:

n	10	6	4	2
s	100	68,3	47,1	24,2
m	100	68,0	45,9	23,6

Bei Vergleichung des Momentes des Wismuthstabes und eines Eisen-es von 0,7901 g Gewicht, 186 mm Länge, 0,8274 mm Dicke, bei wel-m statt der Multiplicationsmethode die Beobachtung eines einzigen uctionsstromes genügte, ergab sich das Verhältniss der auf gleiche Ge-hte bezogenen inducirenden Wirkungen wie 1 : 1124380. Die dabei wendete Scheidekraft war in absolutem Maasse 1343, während sie bei ber 3012 war. Nimmt man an, dass das Moment des Eisens nach dem tze von Weber (§. 517) fortschreitet, und beim Maximum der Mag-sirung das Moment der Masseneinheit Eisen 2324,68 ist, so würde die Kraft 1343 das Moment $m = 2253,4$, also um 3 Proc., für die ft 3012 das Moment $m = 2305,4$, also um 1 Proc. vom Maximum ernt sein. Danach ist das Verhältniss der Momente des Wismuths d Eisens bei der Scheidekraft 1343 gleich $(1/1124380) . 2253,4$ $1/498,97$. Das durch die Einheit der Scheidungskraft in der Massen-heit Wismuth hervorgebrachte Moment ist demnach $1/(498,97 \times 1343)$ $1,4922 . 10^{-6}$.

Zur Vergleichung mit dem Momente von pulverförmigem, fein vertheil-Eisen wurden Röhren von 160 mm Länge, in welche mit Eisenpulver ammengerührtes Fett gebracht war, in den Apparat eingelegt. Auf g Fett wurden entweder 1) 0,920 g, 2) 0,561 g durch schwaches Glühen Wasserstoffstrom aus Eisenoxyd reducirtes Eisenpulver verwendet. Die Momente derselben wuchsen schneller, als die magnetisirenden fte I, indess war das Verhältniss der Momente m beider Pulver (0,571) wenig kleiner als das ihrer Eisengehalte (0,613) (vergl. §. 621). waren die relativen Werthe:

I	100	192,5	276,8	353,7	507,8	679,4
m (1)	100	188,1	276,3	358,8	549,8	732,1
0, 571 . m (2)	100	189,7	269,3	353,7	551,2	724,5

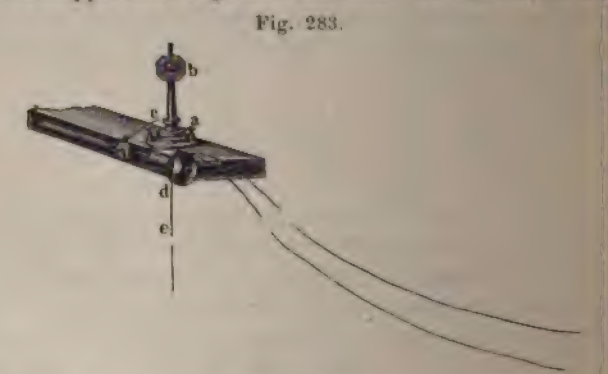
In Folge dieser Abweichungen von der Proportionalität verhielt sich h das auf gleiche Gewichte bezogene diamagnetische Moment des

Wismuthstabes zu dem des Pulvers 1) bei Anwendung von 4, 6, sen'schen Elementen, resp. wie 24920, 25350, 27270 zu 1.

971 Bestimmungen, welche dazu dienen sollten, die Beziehu magnetischen Momentes der Körper zu ihrer chemischen Zu setzung festzustellen, habe ich unternommen [1]).

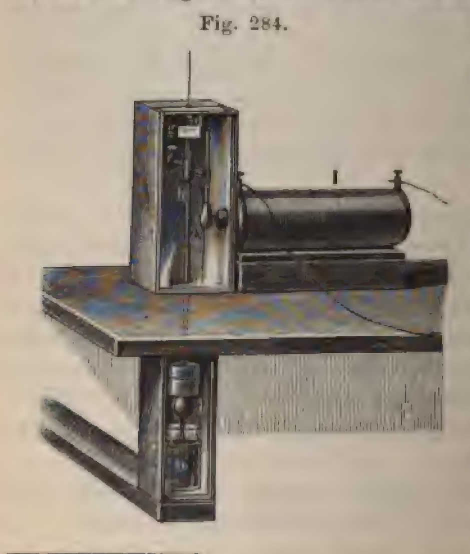
Die Messungen dieses Momentes geschahen mit Hülfe ein deren Torsionsapparates, Fig. 283 und 284. An einem, in ei

Fig. 283.



drehbaren, verticalen Zapfen von Messing hing ein Neusilberd 640 mm Länge und 0,2 bis 0,3 mm Dicke, an welchem unterhalb ei ler, 550 mm langer, 5,5 mm dicker Messingstab *h* befestigt wa unteres Ende mit G belastet wurde und geln von Messing war, welche in ein Gl Oel tauchten. An de Ende des Messingst ein Spiegel *f* befest mittelst dessen dur und Fernrohr die Dr des Stabes um seine Axe an einer 2,8 entfernten Scala werden konnten. U Spiegel trug der St horizontalen, von N Süd gerichteten, et langen Arm von Me welchem ein kleines

Fig. 284.



[1]) G. Wiedemann, Monatber. d. Berl. Akad. 15. Juni 1865, 2. J Pogg. Ann. 126, p. 1, 1865*, 135, p. 177, 1868*; besonders auch Dec d. phil. Fac. d. Univers. Leipzig 1876*.

k befestigt war, das mit den zu untersuchenden Substanzen gefüllt le. Davor lag in ostwestlicher Richtung ein horizontaler, gerader, abgerundeter und mit einer Magnetisirungsspirale von etwa Windungen von 2 mm dickem Kupferdraht umgebener, 370 mm er und 41,5 mm dicker, weicher Eisenstab l, dessen magnetisches ent an einem, in der Richtung seiner Axe aufgestellten Spiegelmagmeter abgelesen werden konnte. Nachdem der magnetisirende Strom lossen war, wurde durch Drehung des den Neusilberdraht tragenden ens dem Glasgefässe eine bestimmte Stellung gegeben, welche verlst des an dem Messingstabe befestigten Spiegels abgelesen wurde. nn wurde der Strom geöffnet, und wiederum die Einstellung des gels beobachtet. Die Drehung des Spiegels misst die Grösse der Tordes den Apparat tragenden Neusilberdrahtes, mithin auch die Kraft nagnetischen Anziehung.

Wurde das Glasgefäss mit verschieden concentrirten Lösungen des- 972
n Salzes und mit Auflösungen desselben in verschiedenen Lösungsln (Manganchlorür, Eisenchlorid in Alkohol, Aether, Wasser) gefüllt, von dem ihm durch die magnetisirende Kraft Eins ertheilten oräreu Moment das Moment subtrahirt, welches durch die gleiche t in dem mit dem Lösungsmittel allein gefüllten Glasgefässe erregt le, so erhielt man Werthe, welche dem Gewichte des in der Volumeneit der Lösung enthaltenen Salzes proportional waren.

Das magnetische Moment der in verschiedenen Lösungsteln gelösten Salze für sich ist also der in der Volumeneit enthaltenen Gewichtsmenge derselben direct proionai und von dem Lösungsmittel unabhängig. Nur wenn h die Verdünnung der Lösungen eine Dissociation des gelösten Salintritt, wie z. B. bei einzelnen Eisenoxydsalzen, ändert sich dieses ältniss.

Wurde auf gleiche Weise das temporäre Moment des Glasgefässes 973
iner Füllung mit verschiedenen wässerigen Salzlösungen (schwefelm Eisenoxydul, Eisenchlorür, Eisenchlorid, schwefelsaurem Nickeldl, salpetersaurem Kobaltoxydul, Ferridcyankalium) bei verschiedeTemperaturen untersucht, und der Magnetismus des mit Wasser ten Glasgefässes für die gleiche magnetisirende Kraft und gleiche eratur abgezogen, so ergab sich, dass das temporäre magnete Moment der Salze mit steigender Temperatur abt, und zwar bei allen untersuchten Salzen in gleichem ältnisse. Bezeichnet t die Temperatur in Centesimalen, m_0 das temporäre Moment bei 0°, m_t dasselbe bei t°, t sehr annähernd:

$$m_t = m_0\,(1 - 0{,}00325\,t).$$

Diese Abnahme des magnetischen Momentes, dessen Grö
Intensität der die magnetischen Molecüle umfliessenden Ampère
Molecularströme entspricht, ist nicht sehr verschieden von der Ab
der Leitungsfähigkeit der Metalle für den galvanischen Strom b
gleichen Temperaturänderungen.

974 Wurde das Glasgefäss mit Lösungen verschiedener Salze
und, wie oben, das durch die magnetisirende Kraft Eins in den
für sich erregte magnetische Moment bestimmt, sodann der er
Werth durch das Gewicht des in der Volumeneinheit der Lösung
tenen Salzes dividirt, so erhielt man die specifischen Magnetis
des Salzes.

Wurde dieser Magnetismus der Gewichtseinheit des Salzes m
Moleculargewichte A derselben multiplicirt, so ist das Product μ
der Magnetismus eines Molecüls des betreffenden Salzes in der
sein Molecularmagnetismus.

Nach vielfachen Untersuchungen ist, sowohl bei dem Sauerst
bei den Haloidsalzen, der Molecularmagnetismus der a
zusammengesetzten gelösten Salze desselben Metall
verschiedenen Säuren nahezu der gleiche. So ist z.
einer willkürlichen Einheit für schwefelsaures, salpetersaures Nic
dul und Nickelchlorür 1426, 1433, 1400, für schwefelsaures, sa
saures Eisenoxydul und Eisenchlorür 3900, 3861, 3858, für sc
saures, salpetersaures, essigsaures Manganoxydul und Mangan
4695, 4693, 4586, 4700, für das relativ schwach magnetische s
saure, essigsaure Kupferoxyd und Kupferchlorid 480, 489, 477 u.

975 Dagegen ist der Molecularmagnetismus der Eisenoxyd- und
oxydulsalze sehr verschieden. In obigen Einheiten ist er für das
chlorid gleich 9636.

Berechnet man den Magnetismus derjenigen Mengen der vers
nen Salze, welche je ein Atom des betreffenden Metalls enthalten,
das Mittel der so erhaltenen Werthe für jede Salzreihe, so kann m
unter der Annahme, dass der Magnetismus wesentlich dem Met
Salze zuzuschreiben ist, als Atommagnetismus des betref
Metalls in der betrachteten Salzreihe bezeichnen. Setzt man a
Weise den Atommagnetismus des Eisens in den Eisenoxydsalzen
sauren Lösungen gleich 100, so ist der Atommagnetismus α
Metalle der folgenden Salzreihen:

	α
Salze des Manganoxyduls	100,4
„ „ Eisenoxyduls	83,1
„ „ Kobaltoxyduls	67,2
„ „ Nickeloxyduls	30,5
„ „ Didymoxyds	22,6

	α
Salze des Kupferoxyds	10,8
„ „ Ceroxyduls	10,3
„ „ Eisenoxyds	100,0
„ „ Chromoxyds	41,9

Hiernach steht der Molecularmagnetismus der Eisen-xydulsalze nahezu in der Mitte zwischen den Magnetis-n der Manganoxydul- und Kobaltoxydulsalze; der Mole-larmagnetismus der Kobaltoxydulsalze in der Mitte ischen den Magnetismen der Mangan- und Nickeloxy-lsalze.

Die Molecularmagnetismen der vier genannten Salzgruppen, der ckel-, Kobalt-, Eisen- und Manganoxydulsalze verhalten sich also wie $a + b : a + 1^1/_2 b : a + 2b$.

Der Magnetismus der festen, mit Krystallwasser ver- 976
ndenen Salze ist nahezu derselbe, wie der der gelösten lze. So ist er, wenn der Molecularmagnetismus der Eisenoxydsalze sehr sauren Lösungen gleich 100 ist, für:

Wasserhaltiges schwefelsaures Manganoxydul	100,4
„ „ Eisenoxydul	78,5
„ „ Eisenoxydul-Ammon	83,0
„ „ Kobaltoxydul	67,2
„ „ Nickeloxydul	29,9
„ „ Didymoxyd	23,0
„ „ Kupferoxyd	10,6

Werden die Salze durch Erhitzen entwässert, so ändert sich ihr lecularmagnetismus in einzelnen Fällen bedeutender, was wohl ihrer änderten Dichtigkeit zuzuschreiben ist. So ist er für folgende wasser-ie Salze (gegen den Atommagnetismus des Metalls in den gelösten noxyd- oder Manganoxydulsalzen gleich 100):

Wasserfreies schwefelsaures Kobaltoxydul	67,2
„ „ Nickeloxydul	29,2
„ „ Ceroxydul	9,9
„ „ Kupferoxyd	9,3
„ Eisenchlorür	83,1
„ Kobaltchlorür	62,9
„ Nickelchlorür	33,5
„ Kupferchlorid	8,7
„ Kupferbromid	5,2

Aehnlich verhalten sich die unlöslichen Salze. So ist der Molecular-gnetismus für

Phosphorsaures Kobaltoxydul	64,0
Kohlensaures "	60,3
Phosphorsaures Manganoxydul	103,9
Kohlensaures "	90,2

wobei indess zu beachten ist, dass die kohlensauren Salze sich bei
Auswaschen mit Wasser theilweise zersetzen.

977 Ausser in einzelnen extremen Fällen sind die Abweichungen zwis
den Magnetismen der gelösten und festen Salze nur gering. Wir kön
demnach im Allgemeinen sagen, dass bei gleichen chemischen Eig
schaften des Metallatoms im Molecül verschiedener Verb
dungen auch der Atommagnetismus desselben der gleiche
Dieses Resultat wurde durch folgende Versuche bestätigt.
Lösungen von bekanntem Magnetismus, welche ihre Bestandtheile d
doppelte Wahlverwandtschaft mit einander austauschten, wurden in e
Glase gemischt und die Mischung auf ihren Magnetismus M_m unters
Bezeichnen M_1 und M_2 die Magnetismen der in dem Glase befindl
Antheile der beiden Lösungen vor ihrer Mischung, so ergab sich:

	$M_1 + M_2$
Eisenchlorid und Kaliumeisencyanür	20,4
Schwefelsaures Eisenoxydul und Kaliumeisencyanür . .	41,2
Schwefelsaures Kupferoxyd und Kaliumeisencyanür . .	0,7
Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanid . .	20,3
Schwefelsaures Nickeloxydul und Kaliumeisencyanür . .	15,8
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliumeisencyanid . .	29,2
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliumeisencyanür . .	36,3
Salpetersaures Kobaltoxydul und Kaliummangancyanid .	40,5
Eisenchlorid und Schwefelcyankalium	15,1
Schwefelsaures Manganoxydul und Kaliumeisencyanür . .	71,8

u. s. f.

Der Magnetismus des Gemisches ist also nach der chemischen
setzung der gleiche wie vorher.

Die feste Form, in welcher hier häufig das eine der bei der dopp
Zersetzung gebildeten Salze niederfällt, hat nur in wenigen Fällen
störenden Einfluss.

978 Wir können hieraus schliessen:

Der Magnetismus einer binären Verbindung setzt
aus den Magnetismen ihrer beiden Bestandtheile in ih

désmaligen besonderen Zustande durch einfache Addi-on zusammen, und diese Bestandtheile behalten, wenn e, ohne ihre Constitution oder Atomgruppirung zu än-ern, in andere binäre Verbindungen eingehen, ihren Mag-etismus ungeändert bei.

Wir sind hiernach berechtigt, aus der Gleichheit der Molecular-agnetismen verschiedener Verbindungen derselben Basis auf eine gleiche onstitution der letzteren zu schliessen und so auch zuweilen in zweifel-aften Fällen dieselbe festzustellen.

Dagegen ändert sich der Molecularmagnetismus im All- 979
emeinen, wenn die Constitution der Verbindungen sich ndert.

Das interessanteste Beispiel dieser Art bieten die Kupferoxydsalze ar, welche stark magnetisch sind (wie z. B. das Kupferchlorid, Kupfer-omid), während die Kupferoxydulsalze und auch das metallische Kupfer hwach diamagnetisch sind. Ein diamagnetisches Metall (Kupfer) ann also mit diamagnetischen Elementen (z. B. Brom) mag-tische Verbindungen liefern.

Bezeichnet man den Molecularmagnetismus der gelösten Salze der 980
agnetischen Metalle mit μ_s, so ist der Molecularmagnetismus μ_h er entsprechenden Hydroxyde

Manganoxydulhydrat μ_h	$= 0,85\,\mu_s$
Eisenoxydulhydrat . .	1,12
Kobaltoxydulhydrat . .	1,12
Nickeloxydulhydrat . .	1,00
Kupferoxydhydrat . . .	0,74
Chromoxydhydrat . . .	0,95
Eisenoxydhydrat . . .	0,69 — 1,18

Der Molecularmagnetismus des Eisenoxydhydrats ändert sich nach m Zusatze von Ammoniak zu einer Lösung von Eisenchlorid sehr schnell n dem kleineren Werthe zum grösseren; jedenfalls in Folge des Ueber-nges des Oxydes aus dem colloiden in den gewöhnlichen Zustand (siehe iter unten).

Hiernach sind die Molecularmagnetismen der meisten ydhydrate theils nur wenig kleiner oder grösser, theils nahezu e gleichen, wie die der entsprechenden Salze in ihren Lösun-n. Mit Rücksicht auf die geänderten Dichtigkeitsverhältnisse werden r daher wohl annehmen können, dass diese Werthe unter sonst gleichen nständen einander gleich sein würden. Es bleibt demnach auch die gnetische Atomgruppe in beiden Verbindungsreihen unverändert die-lbe.

981 Ganz abweichend hiervon ist der Magnetismus der co
gelösten Oxyde.

Eine Lösung von colloidem Eisenoxyd, welche durch D
einer mit Eisenoxydhydrat digerirten Lösung von Eisenchlorid darg
worden ist, zeigt im Verhältniss zu ihrem Eisengehalte einen viel schw
ren Magnetismus, als eine neutrale und concentrirte oder mit seh
Säure versetzte Lösung von Eisenchlorid. Der Molecularmagnetismu
colloid gelösten Eisenoxyds ist nur etwa 0,21 von dem der Eisenoxyd

Löst man Eisenoxydhydrat in einer nicht zu verdünnten Lösung
Eisenchlorid auf, in welcher letzteren das Eisenchlorid fast ohne
sociation unverändert besteht, so setzt sich der Magnetismus der Lö
aus dem des Eisenchlorids und dem des colloid gelösten Eiseno
sowie des Wassers direct zusammen.

982 Eine Lösung von Chromoxydhydrat in salmiakhaltigem Ammo
ebenso eine Lösung desselben in Kalilauge hat dagegen nahe dens
Molecularmagnetismus wie die Chromoxydsalze, so dass wir nicht
annehmen können, dass das Chromoxyd in colloidem Zustande gelö

Ebenso verhalten sich die alkalischen Lösungen der magneti
Salze, deren Fällung durch Zusatz von organischen Substanzen verhin
wird, z. B. die mit Traubenzucker und Kali versetzte Lösung des schw
sauren Kobaltoxyduls.

983 Die geglühten Oxyde besitzen im Allgemeinen einen viel schw
ren Magnetismus, als die ihnen entsprechenden Salze oder Hydroxy

Ist der Molecularmagnetismus der Salze gleich μ_s, so ist der M
tismus μ_0 der Oxyde

Manganoxydul	$\mu = 0{,}31\,\mu_s$
Nickeloxydul	0,47
Didymoxyd	0,52
Kupferoxyd	0,21
Eisenoxyd	0,13
Eisenoxyd mit Thonerde [1])	0,55
Chromoxyd	0,35
Desgl. stark geglüht . .	0,39
Desgl. mit Thonerde [1]) .	0,56

Es lässt sich nicht bestimmen, ob diese kleinen Werthe des M
tismus der Oxyde nur auf einer Aenderung der Dichtigkeit der g
Masse oder auf einer Aenderung der magnetischen Atomgruppen
beruhen.

[1]) Das Eisenoxyd und Chromoxyd wurde zu diesen Versuchen gem
mit der Thonerde aus einer gemischten Lösung von Thonerdeammoniak
Eisenchlorid oder salpetersaurem Chromoxyd gefällt, und der Niederschl
glüht.

Die Hydrate der Superoxyde des Mangans, Kobalts und 984
ckels haben einen nur schwachen Magnetismus. Dagegen hat das genannte Chromsuperoxyd den einer Verbindung von Chromsäure mit iromoxyd zukommenden Magnetismus.

Die frisch gefällten Schwefelverbindungen besitzen im Gegentze zum Magnetkies nur sehr schwachen Magnetismus.

Aus der Gleichheit der Molecularmagnetismen des festen oxalsau- 985
en Eisenoxydul-Kalis mit den Molecularmagnetismen der anderen isenoxydulsalze, sowie desjenigen des oxalsauren Eisenoxydkalis nd Kalieisenalauns in fester Form mit dem der übrigen Eisenoxydilze können wir, entgegen den davon abweichenden, auf die eigenthümche Färbung der Salze begründeten Ansichten [1]), nachweisen, dass in nen Salzen auch in fester Form das Eisen in einer ganz ähnlichen Verndungsart enthalten ist, wie in den übrigen Oxydul- und Oxydsalzen. benso zeigt die Constanz des Molecularmagnetismus, dass in den verhieden gefärbten Chromoxydsalzen die magnetische Atomgruppe verändert ihre Eigenschaften bewahrt. Dagegen sind Luteokobaltlorid und Purpureokobaltchlorid diamagnetisch, so dass sie lenfalls nicht als einfache, mit Ammoniak verbundene Kobaltoxydsalze zusehen sind; die ihren Magnetismus bestimmende, das Metall entltende Atomgruppe muss eine wesentlich andere sein, als in den einchen Salzen [2]).

Der Magnetismus der ammoniakhaltigen Kupfersalze ist nahe der- 986
lbe, wie der der gewöhnlichen gelösten Kupferoxydsalze. So ist der Molecularmagnetismus derselben:

	α
Gelöste Kupferoxydsalze	10,8
$Cu SO_4, 5 NH_3$	9,3
$Cu SO_4, NH_3$	9,7
$Cu SO_4, 4 NH_3, H_2O$	9,0
$Cu SO_4, 2 NH_3$	9,6
$Cu Cl_2, 2 NH_3$	10,1
$Cu Br_2, 2 NH_3$	9,8

Aehnlich verhalten sich die mit Ammoniak gesättigten Nickel- und obaltoxydulsalze.

Hiernach dürfte die Ansicht von Graham [3]) nicht haltbar sein, dass s Kupfer einen Theil des Wasserstoffs der Ammongruppe verträte, und

---

1) Vergleiche Haidinger (Pogg. Ann. 94, p. 246, 1855*), welcher in den ydulsalzen in Folge einer eigenthümlichen Gruppirung eine Oxydverbindung umgekehrt vermuthete. — 2) Weiteres hierüber im Decanatsprogramm der l. Fac. der Univers. Leipzig 1876*. — 3) Graham, Ann. d. Chem. u. Pharm. , p. 29*.

somit die Salze den Kobaltiaksalzen ähnlich zusammengesetzt w… Vielmehr lagert sich das Ammoniak, ähnlich dem Krystallwasser, an… ungeänderte Kupferoxydsalz an.

987 Auch das sogenannte Tetraminchromchlorid $[Cr(NH_3)_4 Cl_3$ + … besitzt nahe den gleichen Atommagnetismus, wie die übrigen Chr… oxydsalze, dürfte also auch nicht nach obiger Formel constituirt … sondern nach der Formel $Cr_2 Cl_6, 8 NH_3, 2 H_2O$.

988 **Cyannickel und Cyankobalt** haben einen Molecularmagneti… welcher nur etwa 0,4 bis 0,6 von dem Magnetismus der übrigen S… des Nickels und Kobalts ist. Werden die Cyanmetalle in Cyankal… lösung aufgelöst, so verschwindet ihr Magnetismus fast vollständig. … kann dies nicht von der Bildung eines einfachen Doppelsalzes herrüh… da in den Doppelsalzen die magnetischen Bestandtheile ihre Molec… magnetismen ungeändert bewahren; vielmehr muss sich die magneti… Atomgruppe selbst geändert haben. Die gebildeten Salze sind w… scheinlich entsprechend ihrem elektrolytischen Verhalten nach der Fo… $K + (Cy + {}^1/_2 Co\, Cy_2)$ und $K + (Cy + {}^1/_2 Ni\, Cy_2)$ zusammengesetzt. Hi… spricht auch das analoge magnetische Verhalten des Kaliumeisency… und Kaliumeisencyanids. In diesen beiden Salzen kann das Kalium … den Versuchen über die Zersetzung der magnetischen Salze durch d… pelte Wahlverwandtschaft durch die magnetischen Metalle ersetzt wer… welche dabei ihren Atommagnetismus unverändert behalten, wie in … gewöhnlichen Sauerstoff- und Haloïdsalzen. Nach der Analogie mit l… teren sind sie also ebenfalls anzusehen als bestehend aus einem A… valent Kalium, verbunden im Kaliumeisencyanür mit einer diama… tischen Atomgruppe $K + (Cy + {}^1/_4 Fe\, Cy_2)$, durch welche das Salz se… diamagnetisch ist, und im Kaliumeisencyanid mit einer magneti… Atomgruppe $K + (Cy + {}^1/_3 Fe\, Cy_3)$, durch deren Hinzutreten das … magnetisch ist.

989 **Der Molecularmagnetismus der drei dem Kaliumei… cyanid entsprechenden Salze** des Mangans, Eisens und Ko… ist, sowohl wenn die Salze im festen, wie wenn sie in gelöstem Zus… untersucht werden:

	gelöst	fest
Kaliummangancyanid	30,5	31,9
Kaliumeisencyanid	16,1	15,7
Kaliumkobaltcyanid	—	— 0,75

Wie bei den Sauerstoff- und Haloïdsalzen der drei Metalle ist … auch hier **der Molecularmagnetismus des Kaliumeisency… nids der mittlere von dem des Kaliummangancyanids** … **Kaliumkobaltcyanids**, und die drei Molecularmagnetismen d… Salze sind um nahe gleich viel gegen die Magnetismen der Oxyd…

erselben Metalle vermindert, wie wenn in denselben zu den magneschen Metallen eine stark diamagnetische Atomgruppe hinzugetreten äre. — Chromicyankalium und Chromisulfocyankalium haben dagegen enselben Atommagnetismus, wie die übrigen Chromoxydsalze, so dass e den Ferrocyanverbindungen nicht analog constituirt, sondern als einche Doppelsalze aufzufassen sind. Auch in den anderen Schwefelyanmetallen hat das Metall dieselben magnetischen Eigenschaften, ie in den einfachen Salzen desselben Metalles.

Durch andere Versuche habe ich[1]) gezeigt, wie man durch den 990
erschiedenen Magnetismus des an Säuren gebundenen und des dissoirten, colloid gelösten Eisenoxyds die Dissociation der Eisenoxydsalze n ihren wässerigen Lösungen bestimmen kann, wonach z. B. eine Lösung on Eisenchlorid von mittleren Concentrationen das Salz fast völlig in einem gewöhnlichen Zustande enthält, dagegen in einer Lösung von chwefelsaurem Eisenoxyd etwa 25 Proc. des Salzes in colloides Eisenxyd und Säure, in einer Lösung von salpetersaurem Eisenoxyd etwa 9 Proc. dissociirt sind. Auch habe ich die Aenderung der Dissociation der isenoxydsalze bei verschiedenen Temperaturen, die Bindung des Eisenxyds in Lösungen durch verschiedene Mengen Säure, den Austausch des isenoxyds mit den Basen anderer Salze bestimmt. — Diese Untersuchungen gehören in das Gebiet der physikalischen Chemie.

Eine Vergleichung der von verschiedenen Beobachtern gefundenen 991
erthe der magnetischen und diamagnetischen Momente gleicher Voluma ergiebt, dass zunächst die von Plücker und mir gefundenen erthe, offenbar in Folge der Unreinheit der von ersterem verwendeten bstanzen, oft erheblich von einander abweichen. So sind die specifihen Magnetismen von:

	Plücker	G. Wiedemann		Plücker	G. Wiedemann
Fe_2Cl_6	224	224	$Fe(NO_3)_2$ . .	219	195
$Fe_2(NO_3)_6$ . .	95	147	$Ni(NO_3)_2$ . . .	65	59
$Fe_2(SO_4)_3$ . .	133	175	$NiCl_2$	111	85
$FeCl_2$	190	229			

Auch die Bestimmungen diamagnetischer Momente gleicher Volumina urch verschiedene Beobachter der Körper weichen erheblich von einder ab. Sie sind z. B. nach:

1) G. Wiedemann, Wied. Ann. 5, p. 45, 1878*.

	Plücker	Faraday[1])	Becquerel	Schuh-meister	Ea[illegible]
Wasser	100	100	100	100	100
Schwefelkohlenstoff . . .	129	99,6	—	86,5	91,[illegible]
Phosphor	170	—	163,9	—	—
Aether	93,0	75,3	—	64,0	70,[illegible]
Salpetersäure	71,0	89,9	—	—	—
Schwefelsäure	64	104,5	—	—	—
Absoluter Alkohol . . .	93	78,7	81,5	91,8	63,[illegible]
Wismuth	—	1967,6	2176,0	—	—
Schwefel	—	118,0	113,7	—	—

992 Man hat darauf aufmerksam gemacht, dass die magnetischen Met[illegible]
nahezu gleiche Atomgewichte, nahe gleiche Ausdehnungscoefficie[illegible]
gleiche Elasticitätscoefficienten und gleiche Fortpflanzungsgeschwindigk[illegible]
für Schall und auch annähernd für Wärme besitzen; ihre Salze sind [illegible]
gefärbt und vielfach isomorph, ihr chemisches Verhalten unter einan[illegible]
sehr ähnlich [2]).

Die Angabe, dass die Elemente in den ungeraden Reihen [illegible]
Mendelejeff'schen Systems diamagnetisch, in den geraden magnet[illegible]
seien [3]), bewährt sich nicht und beruht auf unrichtigen Bestimmun[illegible]
des magnetischen Verhaltens.

993 Wollen wir auf diese Erscheinungen die Theorie der drehb[illegible]
Molecularmagnete anwenden, so haben wir sowohl die Grösse des ei[illegible]
nen Magnetismus der einzelnen Molecüle, welche im unmagnetisch[illegible]
Zustande mit ihren Axen nach allen Richtungen gelagert sind, als a[illegible]
die Grösse der Cohäsionskräfte zu berücksichtigen, welche sich ih[illegible]
Drehung um den Schwerpunkt durch die äusseren magnetisirend[illegible]
Kräfte entgegenstellen.

Ist m das magnetische Moment jedes Molecularmagnetes, n die [illegible]
der Molecularmagnete in der dem Moleculargewicht entsprechend[illegible]
Menge eines magnetischen Körpers, X die äussere magnetisirende Kr[illegible]
D das rücktreibende Drehungsmoment, durch welches die durch die [illegible]
X abgelenkten Molecularmagnete zu ihren unmagnetischen Gleich[illegible]

---

1) Die Versuche von Faraday (vergl. §. 1003) gelten für das Vacuu[illegible] übrigen für den lufterfüllten Raum. — 2) Barrett, Phil. Mag. [4] [illegible] p. 478, 1876*. — 3) Carnelly, Chem. Ber. 12, p. 1958, 1879*; [illegible] p. 148*. Errera, Bullet. de l'Acad. Belg. [3] 1, p. 312, 1881*; [illegible] p. 615*.

wichtslagen hingezogen werden, so ist das dem Molecül des Körpers ertheilte magnetische Moment annähernd

$$M = {}^2/_3\, m n \frac{X}{D}, \text{ wenn } X < D$$

$$M = m n \left(1 - {}^1/_3 \frac{D^2}{X^2}\right), \text{ wenn } X > D.$$

Nach der zweiten Formel nähert sich das magnetische Moment der Stoffe mit wachsendem X einem Maximum, nach der ersteren ist es dem X proportional, wie wir dies bei den Salzen beobachten. Bei diesen ist also der Werth der Cohäsionskräfte D gegen die angewendeten magnetisirenden Kräfte X bedeutend. Bestimmen wir das magnetische Moment gleicher Molecüle der verschiedenen Salze bei gleichen magnetisirenden Kräften, z. B. bei der Kraft $X = 1$, so erhalten wir nur das Verhältniss mn/D; die beiden Werthe, der dem Molecül eigenthümliche Magnetismus mn sämmtlicher in demselben enthaltenen Molecularmagnete zusammen und die von der Cohäsion abhängige Constante D lassen sich aber nicht gesondert beobachten; über die relative Grösse derselben in jedem einzelnen Falle können wir nur nach Wahrscheinlichkeitsgründen entscheiden.

Soll der Magnetismus der Salze ihrer ganzen Masse als solcher angehören, so müssen wir, um die Gleichheit des magnetischen Momentes des Molecüles der festen und der in verschiedenen Lösungsmitteln gelösten Salze als Ganzes zu erklären, die Annahme machen, dass ihre Molecüle, welche in beiden Fällen ein gleiches eigenthümliches Moment mn besitzen, auch in beiden Fällen gleichen Kräften D ausgesetzt sind. Um ferner zu begründen, dass die festen wasserfreien, sowie wasserhaltigen und einander entsprechenden Sauerstoff- und Haloïdsalze u. s. f. desselben Metalles gleiche temporäre Magnetisirbarkeit besitzen, müssten wir ihren Molecülen in allen diesen sehr verschiedenen Verhältnissen sowohl ein gleiches eigenthümliches Gesammtmoment mn, wie auch gleiche Cohäsionskräfte D zuschreiben, welche sich ihren Drehungen widersetzen, oder beide Grössen mn und D müssten sich bei allen diesen Salzen einander proportional ändern. Diese Annahmen erscheinen indess bei den sehr verschiedenen Cohäsionsverhältnissen in den angeführten Fällen nicht besonders wahrscheinlich, so dass wir darauf geführt werden, in dem Metallradical den Sitz des Magnetismus der Salze zu suchen. Dem Metallatom müssen wir dann in allen jenen Salzen ein gleiches Gesammtmoment mn beilegen und zugleich annehmen, dass in allen Verbindungen, in denen es eine gleiche Lagerung in der Gruppe der mit einander verbundenen Atome einnimmt, eine gleiche Widerstandskraft D seiner Drehung entgegenstände.

In den krystallisirten Salzen sind jedenfalls die einzelnen Salz- 911
molecüle in bestimmten Lagen geordnet. Würde sich diese Anordnung

bis auf die einzelnen Atomgruppen der zu einem Salzatom verbundenen Atome ihrer einfachen Elemente erstrecken, und würden in ihnen die Metallatome eine gleiche Lage besitzen, so wäre nach der Theorie der drehbaren Molecularmagnete von vornherein nicht abzusehen, wie das Salz im natürlichen Zustande unmagnetisch sein könnte, da dieses Verhalten nach jener Theorie verlangt, dass die magnetischen Axen der Molecularmagnete nach allen möglichen Richtungen geordnet sein müssen. Es bliebe dann die Wahl zwischen den Annahmen, dass jedes Salzmolecül aus einer grossen Anzahl in verschiedenen Lagen geordneter Salzmolecüle bestände, mit denen also auch die Metallatome in ihnen verschieden gerichtet wären, oder, dass das Metallatom in den gleich gelagerten Salzmolecülen mit seiner magnetischen Axe verschieden gerichtet sein könnte, oder endlich einfacher, dass das Metallatom selbst aus einer grossen Anzahl verschieden gerichteter Molecularmagnete bestände. Durch letztere Hypothese würde die, allen analogen Verbindungen desselben Metalles gleiche Cohäsionskraft D auf das in denselben unverändert bleibende Metallatom selbst beschränkt.

In den verschiedenen, einander nicht entsprechenden Verbindungen desselben Metalles (Eisenoxyd, Eisenoxyd- und Eisenoxydulsalze) können wir annehmen, dass das Metall mit einem ungleichen eigenthümlichen Moment mn in die Verbindungen eingeht, und auch durch ungleiche Kräfte D an seiner magnetischen Drehung behindert wird. Entsprechend geben wir bei Betrachtung der elektrolytischen Vorgänge dem Eisen in den Oxydsalzen ein Aequivalentgewicht, welches nur zwei Drittel von dem des Eisens in den Oxydulsalzen ist.

Um das verschiedene Moment der ähnlich constituirten Salze verschiedener Metalle, z. B. der Manganoxydul-, Eisenoxydul-, Nickel- und Kobaltoxydulsalze zu erklären, müssen wir wieder den Werthen mn und D solche Werthe beilegen, dass die Quotienten mn/D den Zahlenwerthen α gleich werden, welche wir oben aufgezählt haben. Ob hierbei mn und D gleichzeitig, oder nur der eine der beiden Werthe von Metall zu Metall sich ändert, lässt sich bis jetzt noch nicht entscheiden. Bei der geringen Abweichung der Atomgewichte jener Metalle unter einander, bei den geringen Unterschieden zwischen den Krystallformen ihrer Salze und den Kräften, mit denen sie das Krystallwasser festhalten u. s. w., dürfte es nicht ganz unwahrscheinlich sein, dass die Cohäsionskräfte in ihnen nahezu einander gleich sind, und so die Werthe α den eigenthümlichen Momenten mn der verschiedenen Metallatome in ihren Verbindungen entsprechen.

Wenn in den einander analogen Verbindungen das Mangan viel stärker magnetisch ist, als das Eisen, bei den beiden Metallen im metallischen Zustande dagegen das umgekehrte Verhältniss stattfindet, so sind wir genöthigt, diesen Unterschied auf die verschiedenen Cohäsionskräfte der Salze und der reinen Metalle zu schieben.

Der Einfluss der Dichtigkeit der Verbindungen auf ihr magneti- 995
Moment ist aus der Betrachtung abzuleiten, dass eine dichtere
anderlagerung der einzelnen Molecüle eines Körpers in doppel-
Veise wirken kann: einmal, indem die Molecüle weniger beweglich
en und so bei Einwirkung einer äusseren magnetisirenden Kraft
ger dem Zuge derselben folgen, also der temporäre Magnetis-
des Körpers kleiner wird; sodann, indem die Molecüle bei der
ellung, ähnlich wie die Molecüle von metallischem Eisen, aus
erer Nähe auch eine stärkere magnetisirende Wechselwirkung
einander ausüben und dadurch der Magnetismus des Körpers ver-
t wird. Wir können auch annehmen, dass in jedem Molecül eine
hl magnetischer Atome zu einer Gruppe vereint ist, bei Einwir-
der magnetisirenden Kraft einerseits die Atome gerichtet werden
dadurch der aus ihnen zusammengesetzte Körper magnetisch wird;
erseits aber auch, nach der Hypothese von W. Weber über den
agnetismus, dass in der Masse der ganzen Gruppe ein dauernder
strom inducirt wird, der dem magnetisirenden Strom entgegenge-
ist und so der Atomgruppe einen bestimmten Diamagnetismus er-
, welcher sich von dem gesammten Magnetismus der einzelnen Atome
ahirt. Je nach der Dichtigkeit der Verbindungen kann neben einer
hiedenen Beweglichkeit der Atome auch die Intensität des letzteren
nes sich ändern und so die Veränderungen des Magnetismus des
ers bedingen. Sind die Körper krystallinisch, so können sich in der
ng ihre einzelnen Theilchen auch leichter mit den Axen ihrer gröss-
nductionsfähigkeit in der Richtung der magnetisirenden Kraft ein-
n und so einen grösseren Magnetismus zeigen, als im festen Zu-
le, wo sie mit jenen Axen nach allen Richtungen durch einander
n.

Der Magnetismus der Verbindung zweier diamagnetischer Elemente,
Brom und Kupfer, lässt sich auf ähnliche Weise ableiten. Die
uthung, die von einigen Chemikern, welche die Salzbildner als
roxyde, die Haloïdsalze als Sauerstoffsalze ansehen wollen, auf-
llt werden könnte, dass der Magnetismus des Brom- und Chlor-
ers u. s. f. seinem Gehalt an dem magnetischen Sauerstoff zuzu-
iben wäre, wird dadurch widerlegt, dass das Kupfer in ganz
rstoffreien Verbindungen, wie z. B. im Kupfereisencyanür und Kupfer-
cyanid, nahezu denselben Atommagnetismus besitzt, wie in jenen
idsalzen. Der Magnetismus der Verbindungen muss also wesentlich auf
Aenderung der Eigenschaften der Molecüle des Kupfers selbst be-
n. Wir werden etwa wiederum annehmen können, dass die Atome
Kupfers magnetisch sind, aber in dem metallischen Kupfer nur
er durch die äusseren magnetisirenden Kräfte gerichtet werden;
zugleich in den gutleitenden Atomgruppen desselben die durch jene
te inducirten, das diamagnetische Verhalten bedingenden dauernden
ströme sehr intensiv sind, und so der Diamagnetismus die magne-

tische Wirkung der Einstellung der Atome überwiegt; während umgekehrt in den Verbindungen die einzelnen Atomgruppen des Kupfers weiter von einander getrennt, also weniger dicht werden. Hierdurch wird die magnetische Einstellung der Molecüle erleichtert, die Intensität der inducirten diamagnetischen Kreisströme aber geschwächt, und so überwiegt die erste Wirkung die letztere.

996 Wollen wir uns endlich bei Betrachtung des Einflusses der Temperaturerhöhung der Hypothese Ampère's zuwenden, nach welcher der Magnetismus der Molecularmagnete auf Molecularströmen beruht, welche sie in gewissen festen Bahnen umfliessen und mit ihnen durch die äusseren magnetisirenden Kräfte gerichtet werden, so kann die Abnahme des magnetischen Momentes *mn* der Molecularmagnete mit steigender Temperatur auf eine gleiche Abnahme der Intensität der Molecularströme zurückgeführt werden. Da nach den früheren Betrachtungen der Magnetismus der Salze fast ausschliesslich in ihren Metallatomen zu suchen ist, so müsste, mit Berücksichtigung der Veränderung der Cohäsion, die Intensität der die Metallatome umfliessenden Molecularströme bei einer Temperaturerhöhung von 0 bis 100° um etwas mehr als 0,325 abnehmen. Wir haben schon Bd. I, §. 497 erwähnt, dass in einem, nicht sehr weit davon abweichenden Verhältniss (0,293) sich auch die Leitungsfähigkeit der Metalle selbst für den galvanischen Strom bei einer gleichen Temperaturänderung vermindert.

997 Die quantitativen Beziehungen des Magnetismus der Gase sind von Plücker[1]) in gleicher Weise untersucht worden, wie der Magnetismus der festen und flüssigen Körper. — Die Gase wurden in kleine, durch einen Hahn verschliessbare Glaskugeln von etwa 45 mm Durchmesser gefüllt, dieseben auf die beiden, auf 5,5 mm einander genäherten Halbanker des Magnetes gesetzt und das zum Abreissen erforderliche Gewicht bestimmt. Zuerst wurde der Versuch mit einer luftleer gepumpten Kugel angestellt und das hierbei gefundene Gewicht von den Gewichten subtrahirt, welche bei den Versuchen mit der mit Gas gefüllten Kugel beobachtet wurden.

Die mit Sauerstoff gefüllte Kugel wurde von den Magnetpolen stärker angezogen, als die luftleere. Der Sauerstoff ist also nicht nur wie die im §. 920 beschriebenen Versuche ergaben, weniger diamagnetisch als die umgebende Luft, sondern für sich magnetisch.

Bei Füllung der Kugel mit verschieden stark comprimirtem Sauerstoff erwies sich die magnetische Anziehung bis zum Druck von zwei Atmosphären seiner Dichtigkeit proportional. — Die Kugel wurde ferner mit Lösung von Eisenchlorid gefüllt, deren Magnetismus mit dem des aus Wasserstoff reducirten Eisens verglichen war. — Danach

[1]) Plücker, Pogg. Ann. **83**, p. 87, 108*; **84**, p. 161, 1851*

as für gleiche Gewichte der Substanzen berechnete Verhältniss des agnetismus:

des Sauerstoffes zu dem der Lösung = 8,068 : 1,
der Lösung zu dem des Eisens = 1 : 2305.

Setzt man demnach den Magnetismus des durch Wasserstoff aus isenoxyd reducirten Eisens gleich 100 000, so ist der eines gleichen ewichtes Sauerstoff gleich 3500. Der Magnetismus eines Atoms Sauerstoff ist hiernach 81,8 mal kleiner als der eines Atoms Eisen.

Stickstoff, Stickoxydul, Wasserstoff, Aetherdampf, Kohlenoxyd und 998
hlor werden zu schwach vom Magnete beeinflusst, als dass man bei der enutzten Methode eine deutliche Wirkung wahrnehmen konnte. Wasserstoff erweist sich zwar diamagnetisch, indess ist sein Diamagnetismus öchstens $^1/_{200}$ von dem Magnetismus des Sauerstoffes.

Vernachlässigt man diese geringe Wirkung, so kann man den Magnetismus eines Gemenges der genannten Gase mit Sauerstoff ihrem Sauerstoffgehalt proportional setzen. Dieses Resultat gilt sowohl für die atmosphärische Luft, bei welcher die Anziehung durch den Magnet ihrer Dichtigkeit proportional ist, als auch bei einem Gemenge von Sauerstoff it Wasserstoff, Kohlenoxyd oder Chlor. Dichtere Luft in verdünnter, ältere Luft in wärmerer wird also vom Magnet angezogen.

Stickoxydgas ist magnetisch; bei gleichem Druck und gleichem ewicht etwa 0,476 mal, bei gleichem Volumen 0,456 mal so stark als auerstoffgas.

Untersalpetersäure ist unmerklich magnetisch.

Salpetrichte Säure verhält sich wie ein Gemenge von Stickoxyd und ntersalpetersäure. Ihr Magnetismus ist bei gleichem Volumen und ruck 0,342, bei gleichem Gewicht 0,226 vom Magnetismus des Sauerstoffes. (Die durch Mengung von Stickoxyd und Sauerstoff erhaltene rüne und rothe Flüssigkeit ist diamagnetisch, sie ist also wahrscheinlich nicht reine salpetrichte Säure.)

Bei diesen Versuchen hat Plücker[1]) noch ein eigenthümliches 999
erhalten beobachtet. Aequilibrirt man die an die Wage gehängte, mit auerstoff, Stickoxyd oder salpetrichter Säure gefüllte Kugel über dem agnetpol so, dass sie nur schwach angezogen wird, und kehrt den agnetisirenden Strom plötzlich um, so bemerkt man eine momentane bstossung der Kugel und dann erst wieder eine Anziehung. Auch bei ischungen des Sauerstoffes mit diamagnetischen Gasen, z. B. bei Luft, sich dasselbe Verhalten.

Plücker schliesst hieraus, dass die genannten Gase die magnetische Polarität, welche sie unter dem Einfluss des Magnetes angenommen,

---

1) Plücker, Pogg. Ann. 83, p. 299, 1851*.

eine Zeit bewahren, also eine gewisse Coercitivkraft besit[illegible] Jedoch sind über diesen schwierigen Punkt noch weitere Versuch[illegible] zustellen, bei denen auch die beim Umlegen des Magnetes induc[illegible] Ströme, welche in der, wenn auch sehr schlecht leitenden Glaskugel im[illegible] hin noch eintreten könnten, besonders zu berücksichtigen wären.

1000 E. Becquerel [1]) hat den Diamagnetismus und Magnetismus [illegible] Gase untersucht, indem er vermittelst des §. 924 beschriebenen Appar[illegible] die Abstossung eines aus gestossenem Glase und Wachs zusamme[illegible] kneteten kleinen Cylinders oder einer beiderseits zugeblasenen Glas[illegible] bestimmte, welche von den verschiedenen Gasen umgeben war oder [illegible] luftleeren Raume hing. Zu diesem Zwecke war zwischen die Magnet[illegible] ein verticaler, unten zugeblasener Glascylinder von 4 cm Durchm[illegible] und 40 cm Höhe aufgestellt, und auf ihn der Kopf einer Torsions[illegible] aufgesetzt, an welchen vermittelst eines Silberfadens oder einiger [illegible] der Wachsstab angehängt war. Der Glascylinder wurde evacuirt [illegible] mit den Gasen gefüllt; der Magnet wurde mittelst 30 bis 40 Buns[illegible] scher Elemente erregt und die Intensität I des Stromes durch [illegible] Sinusbussole gemessen. Die Momente des Wachsstabes und Glasro[illegible] welche durch die durch I^2 dividirten Torsionswinkel T gemessen [illegible] den, ergaben sich u. A.:

	Wachsstab	Glasr[illegible]
Im luftleeren Raum	— 0,1145	+ 0,8[illegible]
In Sauerstoff von 76 cm Druck und 12° C.	— 0,2675	+ [illegible]
In Luft	— 0,1453	+ 0,7[illegible]
In Wasser	+ 0,7033	+ 1,[illegible]

Bezeichnet man also den Diamagnetismus des Wassers im luftle[illegible] Raume mit — 10, so ist nach beiden Versuchsreihen der Magnetismus [illegible]

	Bei gleichem Volumen		Bei gleichem Gewicht
Sauerstoff	+ 1,871	+ 1,79	+ 1257
Luft	+ 0,377	+ 0,33	+ [illegible]
Wasser	— 10	— 10	— 10

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 28, p. 321, 18[illegible]

Da sich ergeben hatte, dass die Magnetismen gleicher Gewichte von Wachs vertheiltem Eisen und Wasser sich wie 1 000 000 : — 3 verlten, so ist bei gleichem Gewicht der Magnetismus von:

Eisen . . .	+	1 000 000
Sauerstoff . .	+	377
Luft	+	88

Nimmt man den Magnetismus des Stickstoffs in der Luft als verıwindend an, so berechnet sich aus der letzteren Zahl der Magnenus des Sauerstoffs zu 88 . 100/21 = 421.

Noch in anderer Weise hat E. Becquerel (l. c.) den Magnetismus 1001
r Gase nachgewiesen, indem er ein Stäbchen von frisch ausgeglühter
ohle erst im luftleeren Raume, dann in verschiedenen Gasen zwischen
e Magnetpole hängte und nach der §. 924 beschriebenen Methode ihre
btossung (—) oder Anziehung (+) bestimmte. Dieselbe war:

Kohle im luftleeren Raume . .	—	1,00
„ in Sauerstoff	+	6,1
„ in Luft	+	1,37

Durch die Absorption des Sauerstoffes der Luft ist also die Kohle ıgnetisch geworden.

Die genaueren quantitativen Werthe der Anziehung oder Abstossung der mit den Gasen erfüllten Kohle ergaben sich wie folgt [1]):

	A	Wirkung des Gases in der Kohle
le im Vacuum	— 0,7	—
in Kohlensäure	— 2,5	— 1,8
in Luft	+ 2,5	+ 3,2
in ölbildendem Gase	— 3,5	— 2,8
hle im Vacuum	— 1,7	—
in Cyangas	— 5,0	— 3,3

Nimmt man an, dass die Gase nach den von Saussure angegeben Verhältnissen in der Kohle condensirt sind, freilich eine ziemlich kürliche Annahme, da die Natur der Kohle nicht die gleiche zu sein acht, wie bei seinen Versuchen, so erhält man hiernach:

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 32, p. 92, 1851*.

	Wirkung auf das Gas in der Kohle	Volumina, die von der Kohle condensirt sind	Wir auf Vol
Sauerstoff	+ 100	9,25	+ 1
Stickoxydul	— 4,9	40	—
Kohlensäure	— 11,8	35	—
Oelbildendes Gas	— 18,4	35	—
Cyan	— 21,6	—	

Wird die Kohle in Sauerstoff von verschiedener Dichtigk bracht, so nimmt der Magnetismus zu, indess nicht proportion Dichtigkeit, weil die Condensation in der Kohle nicht in diesem V niss wächst.

1002 Endlich hat E. Becquerel [1]) auch noch nach der Art der V von Plücker an einer empfindlichen Wage eine Glaskugel zwisch halbkugelförmig ausgehöhlten Halbankern eines Elektromagnete gehängt, die Stärke der Magnetisirung des letzteren durch die S gungszahl eines ihm gegenüber aufgehängten Magnetstabes ge und die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die ev oder mit verschiedenen Gasen gefüllte Kugel in einer Entfernu 5 bis 10 mm von den Polen zu erhalten. Auf diese Weise erga bei Vergleichung des Diamagnetismus der Gase mit dem des Wass gleiche Volumina:

Wasser	—	10
Sauerstoff . . .	+	1,823
Stickoxyd . . .	+	0,498
Luft	+	0,383

welche Zahlen mit den oben angeführten gut übereinstimmen.

Der Magnetismus der Luft ist also 383/1823 = 0,2101 vo des Sauerstoffs; eine Zahl, welche nahezu dem Gehalt der Luft an le entspricht. — Das in demselben Verhältniss, wie die Luft, zusa gesetzte Stickoxyd ist magnetischer als letztere; Stickoxydul ist d diamagnetisch (vergl. §. 920).

1003 Auch Faraday [2]) hat eine Reihe von Bestimmungen aus indem er auf die Pole eines Logeman'schen Magnetes zwei Hal

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 44, p. 209, 1
[2]) Faraday, Exp. Res. 3, p. 497*; Proceed. Roy. Inst. 21. Jan. 1855*; Ann. 88, p. 557*.

, die an dem Arm des Hebels einer Drehwage befestigten Körper n durch letztere gebildeten Winkel brachte, Fig. 285, und die Torsion bestimmte, welche erforderlich war, um sie in einer festen Lage zu erhalten.

Fig. 285.



Zur Vergleichung des Diamagnetismus der Flüssigkeiten wurde derselbe Glascylinder in Luft und in den Flüssigkeiten untersucht; zur Vergleichung desjenigen der Gase wurde eine ugel luftleer und mit den Gasen gefüllt verwendet. — Der Diaetismus des in Luft befindlichen Wassers wurde gleich 100 gesetzt; sind die Magnetismen (+) und Diamagnetismen (—) gleicher Volu- im Vacuum:

ng v. Kupferoxydul-		Citronenöl	80
nmoniak	+ 134,23 (?)	Kampher	82,59
ng von Kupferoxyd-		Camphin	82,96
nmoniak	119,83	Leinsamenöl	85,56
rstoff	17,5	Olivenöl	85,6
	3,4	Wachs	86,73
ldendes Gas	0,6	Salpetersäure	87,96
stoff	0,3	Wasser	96,6
um	0,0	Ammoniaklösung	98,5
nsäure	0,0	Schwefelkohlenstoff	99,64
erstoff	— 0,1	Concentr. Salpeterlösung	100,08
oniakgas	0,5	Schwefelsäure	104,47
	0,9	Schwefel	118
s Zink	74,6	Arsenchlorür	121,73
r	75,3	Borsaures Bleioxyd	136,6
uter Alkohol	78,7	Wismuth	1967,6

Die Kupferoxyd-Ammoniaklösung war erhalten, indem die Oxydulg mit Luft geschüttelt wurde; sie enthielt also Nitrit.

Aus diesen Zahlen folgt das Verhältniss der Magnetismen gleicher nina Wasser, Luft und Sauerstoff wie — 10 : 0,352 : 1,8, also ganz ch, wie es von Becquerel gefunden worden ist. Nur die für die gefundene Zahl dürfte etwas zu klein sein.

Matteucci[1]) hat dasselbe Verhältniss in einer freilich mehr in- 1004
ten Art geprüft. Eine Blase Sauerstoff, in einer horizontalen, zwi- die Magnetpole gebrachten und mit Alkohol gefüllten Röhre, zieht usammen, wenn ihre Mitte sich in der Verbindungslinie der Pole let, und dehnt sich aus, wenn sie ein wenig seitlich von derselben Ist die Röhre, statt mit Alkohol, mit einer Eisenchlorürlösung

Matteucci, Compt. rend. 36, p. 917, 1853*; Cours d'induction, p. 198, 1854*.

gefüllt, welche magnetischer ist als Sauerstoff, so findet das Gegentheil statt. Wasserstoff zeigt das entgegengesetzte Verhalten. — Matteucci suchte nun eine Eisenlösung auf, in der sich der Sauerstoff gerade indifferent verhielt, und fand, dass dieselbe in einem Cubikcentimeter etwa 6,3 mg Salz enthielt; eine Zahl, die auf Resultate führt, welche mit den von Becquerel und Faraday gefundenen nahe übereinstimmen.

1005 Ueber den Magnetismus des ozonisirten Sauerstoffs sind von Henri Becquerel [1]) Versuche angestellt worden.

An einem sehr dünnen Golddraht von 0,32 m Länge hing in einem mit verschiedenen Gasen zu füllenden Glasrohre eine kleine an beiden Enden geschlossene und mit Luft gefüllte horizontale Glasröhre. Der Apparat stand zwischen den Polen eines grossen Elektromagnetes. Die Einstellung der letzteren Röhre wurde an einer Marke mittelst eines Mikroskops abgelesen und dieselbe bei Erregung des Magnetes durch Drehung des Drahtes in ihre frühere Lage zurückgeführt. Die Versuche wurden sowohl im Vacuum, wie im Sauerstoff und (in einer Ozonröhre) ozonisirtem Sauerstoff ausgeführt.

Die durch die Torsion gemessene Anziehung der Röhre war im ozonisirten Sauerstoff kleiner als im gewöhnlichen Sauerstoff, so dass also der ozonisirte Sauerstoff stärker magnetisch ist, als der reine. Bei starker Ozonisirung betrug diese Zunahme des Magnetismus etwa [illegible] des Magnetismus des Sauerstoffs für sich im Vacuum. Sie ist grösser als der Zunahme der Dichtigkeit bei der Ozonisirung entspricht. Der specifische Magnetismus des Ozons ist also grösser als der des in ihm enthaltenen Sauerstoffs.

1006 Die concentrirten Lösungen von diamagnetischen Gasen in Wasser sind sehr wenig stärker diamagnetisch als letztere. So ist der Diamagnetismus von

Wasser.	— 10	Chlorwasser	— [illegible]
Ammoniaklösung	— 10,14	Lösung von schwefl. Säure	— [illegible]

Nimmt man an, dass sich der Diamagnetismus der Lösungen direct aus dem des Wassers und dem des gelösten Gases zusammensetzt, so ist derselbe für

Wasser.	— 10	Chlor	— [illegible]
Ammoniak	— 0,02	Schweflichte Säure . . .	— [illegible]

1007 Die auf verschiedene Einheiten bezogenen Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus der Körper sind noch auf absolutes magnetisches Maass zu reduciren [2]).

---

[1]) H. Becquerel, Compt. rend. 92, p. 348, 1881*; Beibl. 5, p. [illegible]
[2]) Nach §. 401 ist die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ das Moment der Volumeneinheit [illegible]

Silow [1]) liess die untere Nadel eines astatischen Systemes, welches s zwei in weitem Abstand über einander befindlichen, an einem Ver- ıdungsstab in entgegengesetzter Richtung befestigten Magnetnadeln stand, dicht über einem leeren und einem mit Eisenchloridlösung vom ecifischen Gewicht 1,479 gefüllten Gefäss schwingen. Die Eisenchlorid- ung wurde hierbei durch den Erdmagnetismus magnetisirt und so derte sich die Stellung des Systems. Danach sollte der Magneti- ungscoefficient jener Lösung in absolutem Maasse

$$72 \cdot 10^{-6} \text{ bis } 90 \cdot 10^{-7} \text{ (im C.-G.-S.-System)}$$

in. Indess ist doch die Magnetisirung der Lösung durch die schwache raft des Erdmagnetismus viel zu klein, als dass nicht hier alle störenden ebenumstände weit in den Vordergrund treten und das Resultat un- verlässig machen müssten.

Borgmann [2]) bestimmte die Magnetisirungsfunction $\varkappa$ in verschie- 1008
ner Weise.

Zunächst liess er in einer kleineren Spirale, welche von einer grösseren ıgeben war, durch Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer öme induciren, einmal, während sie sich in Luft, dann während sie h in der zu untersuchenden Lösung befand. Die inducirte elektromo- ische Kraft wurde mittelst der Poggendorff'schen Compensations- thode bestimmt, indem der Inductionsstrom durch einen in einer leren Rolle von bekannten Dimensionen durch eine zweite ebenso be- ınte Rolle inducirten Strom compensirt wurde.

Auch wurde die Induction durch einen starken Elektromagnet er- gt, auf dessen einem Schenkel sich zugleich die Compensationsrolle and. Endlich wurden ringförmige Röhren mit doppelten Spiralwin- ıgen umgeben und die Inductionsströme in der einen derselben beim fnen des durch die anderen hindurchgeleiteten Stromes bestimmt, ils während die Röhren leer, theils während sie mit der Lösung ge- lt waren.

Aus den erst erwähnten Beobachtungen ergab sich für eine Eisen- loridlösung vom specifischen Gewicht 1,52 im C.-G.-S.-System die Con- ınte $\varkappa$ im Mittel gleich $37 \cdot 10^{-7}$; nach der letzteren für Eisenchlorid- ungen vom specif. Gewicht 1,487 und 1,24 im Mittel $\varkappa = 48,8$ und $2 \cdot 10^{-7}$.

---

n, wie bei schwach magnetisirten Körpern, die Theilchen nicht auf einander ken. Da die Dimension des Momentes nach §. 230 Dim. $M = L^{5/2} M^{1/2} T^{-1}$, des Volumens Dim. $V = L^3$ ist, so folgt Dim. $\varkappa = L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$; ebenso wie Dimension der Intensität, z. B. des Erdmagnetismus. Um also die Angabe $\varkappa$ im mm-, mg-, sec-System in das C.-G.-S.-System überzuführen, welches im Text verwenden, sind erstere mit 10 zu dividiren.

1) Silow, Wied. Ann. 1, p. 481, 1877*. — 2) Borgmann, Beibl. 3, p. 812, *.

Da indess bei diesen Versuchen auch in den Lösungen Inductionsströme entstehen, welche auf den Verlauf der Ströme in den Inductionsspiralen störend einwirken, ist die Compensation schwierig.

Leider ist bei den erwähnten Bestimmungen nur das specifische Gewicht der Eisenlösungen, und nicht ihr wirklicher Gehalt gegeben, welcher sich nicht berechnen lässt, da auch nicht angegeben ist, ob dieselben sauer oder neutral oder basisch waren. Es sind demnach noch weitere Bestimmungen abzuwarten.

1009 Für das Wismuth ist nach den Versuchen von W. Weber (§. 969) im C.-G.-S.-System:

$$\varkappa = -16,4 \cdot 10^{-7}.$$

Die Versuche von Christie mittelst des Diamagnetometers (§. 949) ergeben bei Berechnung der auf das Wismuth wirkenden Kraft in absolutem Maasse $\varkappa = -14,6 \cdot 10^{-7}$; indess enthielt der Stab 0,064 Proc. Eisen.

Aus den Versuchen von Töpler und v. Ettingshausen (§. 970) folgt $\varkappa = -15,1 \cdot 10^{-7}$.

1010 v. Ettingshausen[1]) hat ferner die Diamagnetisirungszahl des Wismuths in absolutem Maasse nach vier Methoden bestimmt.

Die erste Methode ist die von Töpler (§. 970), wobei die durch Eintauchen der Speichen des rotirenden Commutators in Quecksilber bewirkten Schliessungen so lange (länger als 0,1 Sec.) dauerten, dass die tertiären Inductionsströme völlig ablaufen konnten, also die Erscheinungen nicht störten. Man überzeugte sich hiervon durch die Induction in einer besonderen Spirale; auch waren die Galvanometerablenkungen der Rotationsgeschwindigkeit des Unterbrechers proportional. Die Magnetisirungszahl für einen 17,5 cm langen, 2,63 cm dicken Wismuthcylinder vom spec. Gewicht 9,81 war bei zwei Versuchsreihen $\varkappa = -13,57 \cdot 10^{-7}$.

Bei der zweiten Methode wurde ein Wismuthcylinder mittelst Coconfäden an dem einen Arm eines rechtwinkelig gebogenen, horizontalen Glasarmes aufgehängt, welcher anderseits auf einem, an einem 30 cm langen Neusilberdraht hängenden horizontalen und mit einem Gegengewicht versehenen leichten Holzbalken befestigt war. Der Wismuthcylinder wurde in das Ende einer 49,7 cm langen, 3,29 cm weiten Spirale von 2303 Windungen in 13 Lagen conaxial eingeschoben und seine Abstossung gemessen, welche aus den Dimensionen der Spirale und der zu suchenden Diamagnetisirungszahl berechnet werden kann. Die Bestimmung der Abstossung geschah ähnlich wie bei meinen Versuchen (§. 977). Der Apparat wurde vor Luftströmungen durch einen Pappkasten und eine in die sich erwärmende Spirale eingeschobene doppelwandige, einerseits verschlossene Papprӧhre geschützt.

---

[1]) v. Ettingshausen, Wied. Ann. 17, p. 272, 1882*.

h Bestimmung des Trägheitsmomentes u. s. f. ergab sich bei ung eines Wismuthcylinders I von 9,5 cm Länge, 0,965 cm Dicke, n specifischen Gewicht 9,813, dessen Ende mit der Endfläche ale zusammenfiel im Mittel $\varkappa = -13,99 \cdot 10^{-7}$, bei einem Wisb II von 9,95 cm Länge, 0,834 cm Dicke und dem specifischen Ge-820 cm Mittel $\varkappa = -14,54 \cdot 10^{-7}$, bei einem Wismuthstab III cm Länge, 0,835 cm Dicke und dem specifischen Gewichte 9,818 13,48 . 10^{-7}. Eine Stange von 7,28 cm Länge und 1,001 cm sser ergab $\varkappa = -14,11 \cdot 10^{-7}$.

Wismuthmassen enthielten 0,02 bis 0,05 Proc. Eisen.

einer dritten Methode wurde ein Wismuthcylinder von 10,09 cm nd 0,702 cm Durchmesser bifilar vor der Spirale so aufgehängt, ne Axe mit der der letzteren zusammen fiel und seine Schwinner bei geöffnetem und geschlossenem Strome bestimmt. Da sich ungsmoment hierbei berechnen lässt, ergiebt sich auch $\varkappa$ aus uchen. Dasselbe war $\varkappa = -15,3 \cdot 10^{-7}$.

einer vierten Methode wurde, ähnlich wie bei den Versuchen Weber, ein 6 cm langer, 1,4 cm dicker Wismuthcylinder zwischen r stark magnetisirte, auf einer Eisenplatte, wie die Schenkel feisenmagnets, aufgestellte Stahlmagnete gebracht, so dass die ngslinie der Pole in die magnetische Ostwestlinie fiel, in welcher g in einiger Entfernung vom Magnet auch die Magnetometering. Der Wismuthcylinder war bifilar aufgehängt und konnte eines Fadens zwischen die Magnetpole gebracht werden. Aus nkung der Magnetometernadel folgte $\varkappa = -13,1 \cdot 10^{-7}$, und m ebenso dicken, aber nur 2,3 cm langen Wismuthcylinder 13,6 . 10^{-7}. — Durch eine genaue Berücksichtigung der Rich- Magnetisirung und bei Anwendung von ganz reinem Material sich die Unterschiede der bisherigen Angaben aufheben.

IV. Magnetisches Verhalten der Krystalle.

s dem bisher beschriebenen Verhalten der diamagnetischen und 1011
magnetischen Körper lässt sich in jedem einzelnen Falle ihre ng zwischen zweien Magnetpolen ableiten. — Sind die Polauf zwei einander gegenüberstehende Punkte reducirt, so ch ein in seinem Schwerpunkt dazwischen aufgehängter Stab magnetischem Stoff, welcher in der Horizontalebene schwingen , dass seine Abstossung durch die Magnetpole ein Minimum so das in ihm erzeugte diamagnetische Moment ebenfalls ein n wird. Dies geschieht in der äquatorialen Lage. Ein magnetab stellt sich so, dass seine Anziehung und auch sein magne-

tisches Moment ein Maximum wird; eine Bedingung, welche in der axialen Lage erfüllt ist. — Sind dagegen die Polflächen weiter ausgedehnt und weit von einander entfernt, so dass man annehmen kann, dass die auf jeden Punkt der diamagnetischen oder schwach magnetischen Körper wirkenden Kräfte gleich gross sind, so entspricht das Moment derselben der Summe der Momente der einzelnen Theilchen, bleibt also ungeändert, in welcher Lage sie sich auch befinden; vorausgesetzt, dass ihre Theilchen nicht gegenseitig auf einander einwirken. Dann sind die Körper in allen Lagen zwischen den Magnetpolen im Gleichgewicht.

Ganz dasselbe indifferente Verhalten zeigen auch Körper, deren Theilchen nach verschiedenen Richtungen ungleich dicht geordnet sind, da auch bei ihnen, immer unter der angegebenen Voraussetzung, nach allen Richtungen das Moment dasselbe ist, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark wirkt.

1012 Abweichend hiervon ist das Verhalten von Körpern, welche, sei es durch ihre krystallinische Beschaffenheit oder durch schnelle Abkühlung, sei es durch äussere mechanische Hülfsmittel, wie durch einseitigen Druck, eine ungleiche Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen erhalten haben. — Bei diesen Körpern findet man gewisse Richtungen, welche sich äquatorial oder axial einstellen, wenn auch auf alle ihre Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirken. Besonders ausgezeichnet sind diese magnetischen Eigenschaften nach verschiedenen Richtungen in den krystallisirten Körpern, welche nicht dem regulären System angehören. — Dies ist zuerst von **Plücker**[1]) beobachtet worden. — So stellt sich ein Wismuthkrystall so ein, dass eine bestimmte Richtung in ihm, welche **Faraday**[2]) mit dem Namen der **Magnekrystallaxe** bezeichnet, der Verbindungslinie der Magnetpole, der Magnetaxe, parallel wird. Diese Magnekrystallaxe ist senkrecht auf der glänzendsten Spaltungsrichtung. Ganz ebenso verhalten sich Antimon und Arsen (nach **Plücker**[3]) verhält sich Antimon umgekehrt). — Bekanntlich krystallisirt Wismuth, wie Antimon und Arsen in Rhomboëdern und die Hauptspaltungsrichtung steht senkrecht auf der Hauptaxe der Krystalle, so dass diese mit der Magnekrystallaxe zusammenfällt. — Die im regulären System krystallisirenden Metalle, Zink, Kupfer, Zinn, Blei, Gold geben keine Anzeigen einer solchen Einstellung. — **Faraday** bezeichnet die Kraft, welche die Einstellung der Krystalle bewirkt, mit dem Namen der **Magnekrystallkraft**.

In einem Drahtkreise oder einer Spirale, durch welche man einen Strom leitet, stellt sich ein Wismuthkrystall ebenfalls so ein, dass seine Magnekrystallaxe mit der Axe der Spirale zusammenfällt[4]).

---

[1]) **Plücker**, Pogg. Ann. **72**, p. 315, 1847*. — [2]) **Faraday**, Exp. Res. Ser. **22**, §. 2457 u. flgde. 1848*. — [3]) **Plücker**, Pogg. Ann. **76**, p. 576, 1849*. — [4]) **Faraday**, Exp. Res. Ser. **22**, §. 2507, 1848*.

Krystalle von Tellur, Osmium-Iridium, leichtflüssigem Metall zeigen
ıe schwache oder undeutliche Magnekrystallkraft.

Der Cyanit besitzt die Fähigkeit, in der Richtung seiner Axe mag- 1013
tisch polarisirt zu werden, in so hohem Grade, dass er sich schon
rch den Einfluss des Erdmagnetismus mit derselben von Nord nach
d einstellt, wenn man ihn an einem Coconfaden so aufhängt, dass sie
der horizontalen Ebene schwingen kann. Ebenso verhält sich Augit
d Zinnstein.

Krystalle von Eisenglanz bleiben zwischen den Magnetpolen in jeder
ge im Gleichgewicht, da sie wahrscheinlich sogleich eine permanente
larität in ihrer ersten Stellung zwischen denselben annehmen [1]).

Sehr eigenthümlich verhält sich nach Streng [2]) der Magnetkies
n Bodenmais. Derselbe kann nach allen auf der Hauptaxe senk-
chten Richtungen wie Stahl beim Streichen in jenen Richtungen dauernd
lar magnetisch werden. In der Richtung der Hauptaxe vermag er dies
cht zu werden. Zwischen den Magnetpolen stellt sich ein nach der
uptaxe verlängertes Stück desselben Magnetkieses mit letzterer äqua-
rial ein.

Wir wollen zunächst ausführlicher die Einstellung der Kry- 1014
alle betrachten, wenn auf alle ihre Theile die magnetisi-
nde Kraft gleich stark und in gleicher Richtung wirkt,
nn sie also z. B. in der Mitte zwischen zwei flachen, einander nicht
zusehr genäherten Magnetpolen aufgehängt werden.

Bei Krystallen des regulären Systems bemerkt man, wie wir schon
wähnt, meist keine Richtung, in welcher vorherrschend die magnetische
rkung ausgeübt würde. Sie bleiben in einem gleichartigen Magnet-
le in jeder Lage im Gleichgewicht.

Nur einzelne Krystalle, welche auch sonst durch ihre pyroelektri-
en Eigenschaften ausgezeichnet sind, sollen hiervon eine Ausnahme
chen. — So beobachtete Volger [3]), dass ein Boracit, ein Krystall von
gnetischer Masse, welcher an der einen Würfelecke aufgehängt war,
ischen den Magnetpolen eine solche Lage annahm, dass die Ebene
r pyroelektrischen Hauptaxe sich axial einstellte. Hing dagegen die
uptaxe vertical, so stellte sich eine der drei, die gegenüberstehenden
ken des Krystalls verbindenden Axen axial. Hiernach besässe der
racit in magnetischer Beziehung dieselben Axen, wie in elektrischer
ziehung. Eine Bestätigung dieser Beobachtung wäre wünschenswerth.

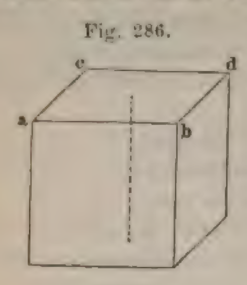
Verhältnissmässig einfach gestaltet sich die Einstellung der Kry- 1015
alle, welche nur eine Symmetrieaxe besitzen, also dem quadratischen

1) Plücker, l. c. — 2) A. Streng, [illegible] 1 [illegible]
2*; Beibl. 6, p. 397. — 3) Volger, [illegible] 93, [illegible]

oder hexagonalen Krystallsystem angehören; und zwar zeigt sich hier ein Unterschied zwischen Krystallen, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist.

Die zu den Polarisationsapparaten gebrauchten grünen Turmalintafeln werden z. B. von einem einzelnen Magnetpol angezogen; ihre Masse ist magnetisch. Es sei *abcd*, Fig. 286, eine solche, möglichst quadratische Tafel, in welcher die optische Hauptaxe parallel der Kante *ab* liegt. Hängt man die Tafel zwischen den Magnetpolen so auf, dass die Fläche *abcd* horizontal ist, so stellt sie sich mit der Kante *ab* in die äquatoriale Lage ein. Der Krystall wird demnach in der Richtung seiner Hauptaxe am wenigsten von den Polen des Magnetes angezogen [1]).

Fig. 286.



Bei einem reinen Kalkspath stellt sich eine, parallel der Hauptaxe geschliffene, kreisförmige Platte, welche horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängt wird, so ein, dass die Hauptaxe äquatorial steht. Pulvert man den Krystall und formt aus dem Pulver ein Stäbchen, so stellt es sich äquatorial, so dass sich die Masse des Krystalles als diamagnetisch erweist.

Bei einer eben solchen, aus eisenhaltigem Kalkspath geschliffenen Platte dagegen stellt sich die Hauptaxe axial, und das Pulver des Krystalles erweist sich als magnetisch [2]).

Ganz entsprechend stellen sich aus einer parallel den Rhomboëderflächen abgespaltenen Kalkspathplatte geschnittene kreisförmige Scheiben zwischen den Polen so, dass die durch die Spaltungsebenen in ihnen gebildeten spitzen Ecken den Magnetpolen zugekehrt sind, wenn die Masse des Krystalles diamagnetisch ist. Ist die Platte durch Eisengehalt magnetisch, so kehren sich die stumpfen Ecken den Magnetpolen zu. — Auch rhombische Tafeln, welche von eisenfreiem und eisenhaltigem Kalkspath abgespalten werden, stellen sich entsprechend diesen Regeln, wenn alle ihre Theilchen nahezu gleichen magnetischen Einflüssen unterworfen sind.

Wie der reine und eisenhaltige Kalkspath verhalten sich isländischer Doppelspath einerseits und Spatheisenstein andererseits.

Wie die ursprünglichen Krystalle stellen sich auch Pseudomorphosen ein, wenn sie dieselbe Structur und dasselbe magnetische Verhalten wie jene, behalten haben, so z. B. stellt sich ein durch Reduction eines Spatheisensteinkrystalls durch Schwefelwasserstoff erhaltener pseudomorpher Krystall von Eisenkies und der durch Rösten dieses letzteren er-

---

1) Plücker, Pogg. Ann. 72, p. 315, 1847*, 77, p. 447, 1849*, 78, p. 1849*. — 2) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. 79, p. 233, 81, p. 1850*.

künstliche Magneteisenstein in gleicher Weise ein, wie der ursprüng-
e Krystall selbst [1]).

Ganz ebenso, wie die Krystalle mit einer Axe, verhalten sich auch lere Körper, welche, sei es durch die Natur, sei es auf künstlichem ge, nach einer Richtung eine andere Structur erhalten haben, als nach anderen. 1016

So hat Tyndall eine Reihe von Hölzern untersucht, welche in der htung ihrer Längsfasern dichter sind, als in den darauf senkrechten htungen. Er bestimmte zuerst das magnetische Verhalten ihrer sse. Die Hölzer wurden in Würfelform zwischen die gegen einander eigten Polflächen der auf den Elektromagnet gesetzten Halbanker ängt und es wurde beobachtet, ob sie in den Winkel zwischen ihnen eingezogen oder aus demselben herausgetrieben wurden [2]). Die Wür- wurden vor den Versuchen mit einer Glaskante abgekratzt, um Eisentheile von ihrer Oberfläche zu entfernen. Die Masse war 34 Holzsorten diamagnetisch; die Längsrichtung der Fasern stellte äquatorial. Bei einem Würfel von schwarzem Eichenholz fand diese tere Einstellung auch statt, obgleich die Masse, vermuthlich durch änken mit einer schwach eisenhaltigen Flüssigkeit, magnetisch war. sich indess die Eisentheilchen im Holze gleichmässig verbreitet hatten so in allen Stellungen gleichmässig von den Magnetpolen erregt den, konnten sie auf die durch die Structur des Holzes selbst be- gte Einstellung keinen Einfluss haben.

Auch ein schnell gekühlter Cylinder von schwach magnetischem se stellt sich mit seiner Axe äquatorial [3]). — Achat zeigt diese Ein- lung nicht [4]).

Sehr deutlich zeigt sich der Einfluss der ungleichen Dichtigkeit h verschiedenen Richtungen, wenn man dieselbe in den Körpern stlich herstellt [5]). 1017

Formt man z. B. aus Mehl und Gummi ein längliches Stäbchen, tellt es sich mit der Längsrichtung äquatorial ein. Presst man es dieser Richtung so zusammen, dass es eben so lang wie breit oder h kürzer ist, so stellt sich auch jetzt noch die Richtung der Zusam- ndrückung äquatorial ein. Mengt man dem Mehl ein magnetisches ver, z. B. von kohlensaurem Eisenoxydul, bei, so stellt sich das aus em Mehl geformte Stäbchen axial und ebenso die daraus gepresste eibe mit der Richtung ihrer Zusammendrückung.

Ganz ähnlich stellt sich ein durch Zusammenpressung von Wismuth-

---

1) Knoblauch und Tyndall, l. c. — 2) Tyndall, Phil. Trans. 1855, ; Phil. Mag. [4] 10, p. 180*. — 3) Plücker, Pogg. Ann. 75, p. 108, — 4) Dove, Monatsberichte der Berl. Akad. 1871, p. 148*. — 5) Knob- h und Tyndall, Pogg. Ann. 81, p. 492, 1850*.

pulver erhaltener Würfel mit der Richtung äquatorial ein, in welcher das Wismuthpulver die Pressung erlitten hat.

Während sich ferner Wismuthkrystalle, deren Spaltungsebenen vertical sind, zwischen den Magnetpolen so einstellen, dass ihre Spaltungsebenen die äquatoriale Lage annehmen, gehen letztere in die axiale Lage über, wenn man die Krystalle in der zu ihren Spaltungsebenen normalen Richtung zusammenpresst [1]).

1018 Bei Körpern, welche nach mehr als zwei auf einander senkrechten Richtungen ungleiche Structur besitzen, sind die Erscheinungen complicirter. Sie lassen sich indess auf dieselben Bedingungen zurückführen, welche auch bei der Einstellung einaxiger Krystalle gelten.

So ist z. B. Elfenbein diamagnetisch, und zwar stellt sich wegen der ungleichen Dichtigkeit eine bestimmte Linie in einer kreisrunden Elfenbeinplatte zwischen den Magnetpolen in die äquatoriale Lage. Legt man zwei gleiche, kreisrunde Elfenbeinplatten über einander und hängt sie zwischen den Magnetpolen auf, so stellt sich die Halbirungslinie des spitzen Winkels der in den einzelnen Platten sich äquatorial stellenden Linien äquatorial.

Bei zwei kreisrunden magnetischen Guttaperchascheiben, welche in einer Richtung stärker magnetisch sind, als in der darauf senkrechten, zeigt sich das analoge Verhalten. Die Halbirungslinie des spitzen Winkels der axialen Linien in den Platten stellt sich axial ein [2]).

1019 In ähnlicher Weise lässt sich auch das magnetische Verhalten von Krystallen mit drei ungleichen Elasticitätsaxen betrachten.

So verhält sich einerseits schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia, andererseits schwefelsaures Nickeloxydul, welche sich in geraden rhombischen Prismen krystallisiren, alle nahezu gleiche optische Eigenschaften besitzen und alle eine einzige, der Axe des Prismas parallele Spaltungsrichtung haben, einander entgegengesetzt. Hängt man die Krystalle so auf, dass die Axe des Prismas vertical hängt, so stellt sich bei den ersten beiden Krystallen, deren Masse diamagnetisch ist, die Spaltungsrichtung äquatorial, bei dem letzten Salz, dessen Masse magnetisch ist, aber axial.

Ebenso stellt sich im Skapolith, dessen Masse magnetisch ist, die Spaltungsrichtung axial, im diamagnetischen Salpeter äquatorial.

1020 Wir können hiernach die Krystalle mit magnetischer und diamagnetischer Masse in je zwei Gruppen theilen, in solche, bei denen die magnetische oder diamagnetische Vertheilung in der Richtung der Hauptaxe im Maximum ist, **magnetisch positive Krystalle**, und

---

[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4] 2, p. 183*; Pogg. Ann. 83, p. 409, 1851*.
[2]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. 79, p. 240, 1850*.

ystalle, bei denen die Vertheilung in jener Richtung im Minimum ist, ıgnetisch negative Krystalle.

In einem gleichartigen Magnetfeld stellt sich also, wenn der Kry-.ll um eine gegen die Axe geneigte Drehungsaxe schwingen kann:

Krystalle	Masse	die Hauptaxe
positiv	magnetisch	axial
positiv	diamagnetisch	äquatorial
negativ	magnetisch	äquatorial
negativ	diamagnetisch	axial

Auf diese Weise sind nach Plücker:

Krystalle mit magnetischer Masse:

1) Positive: Spatheisenstein, Skapolith, grüner Uranit, schwefel-ares Kupferoxyd-Kalk, eisenhaltiges Bittersalz.

2) Negative: Turmalin, Beryll, Dioptas, Vesuvian, schwefelsaures ickeloxydul, Kupferammoniumchlorid.

Krystalle mit diamagnetischer Masse:

1) Positive: Kalkspath, Antimon, Molybdänblei, Arsenblei, schwefel-ures Kali, Salpeter.

2) Negative: Wismuth, Arsen, Eis, Zirkon, Honigstein, Cyanqueck-ber, arsensaures Ammon [1]).

Von den vielen, von Plücker und Beer gemachten Versuchen 1021
llen wir nur einige ausführlicher beschreiben.

Da in einem gleichförmigen Magnetfeld die Gestalt der Körper auf s Einstellung keinen Einfluss hat (vergl. §. 1011), so kann man einen örlichen Krystall verwenden, um dieselbe zu studiren. Der Einfach-t halber wollen wir uns hierzu eine Kugel aus dem Krystall geschnit-denken [2]).

Kaliumeisencyanid, Fig. 287 (a. f. S.), ist ein Salz mit magneti-er Masse. Wir wollen als Grundform seiner Krystalle ein rhombi-es Prisma annehmen. Die Hauptaxe OA werde mit a, die längere d kürzere Diagonale des gegen die Axe normalen Durchschnitts mit l nd k bezeichnet.

Wird der Krystall oder eine aus ihm geschliffene Kugel, Fig. 286 a. f. S.), so aufgehängt, dass sich befindet:

---

[1]) Plücker, Phil. Trans. 1858, 2, p. 582*. — [2]) Plücker u. Beer, Pogg. n. 81, p. 115, 1850, 82, p. 42, 1851*; Phil. Trans. 1858, [2], p. 570*.

Vertical	In der horizontalen Schwingungsebene	So stellt sich
I. *k*	*a l*	*l* axial
II. *l*	*a k*	*k* axial
III. *a*	*l k*	*k* axial

Hiernach findet die stärkste Magnetisirung der Molecüle des S in der Richtung der kürzeren Diagonale *k*, die mittlere in der dei geren *l*, die schwächste in der Richtung der Axe *a* statt. Das U wiegen der Wirkung in den ersteren Richtungen ist so gross, da den letzten beiden Aufhängungsarten selbst zwischen ziemlich spit laufenden Magnetpolen die Hauptaxe eines länglichen Stückes des stalles sich äquatorial stellt.

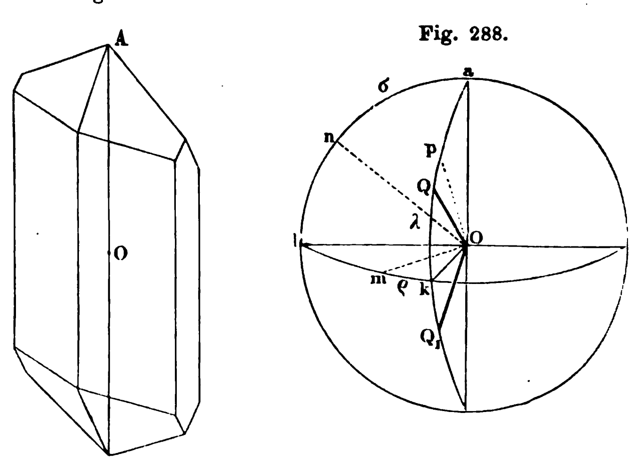


Fig. 287.

Fig. 288.

Wird ferner der Krystall oder die aus dem Krystall geschi Kugel so aufgehängt, dass ein in der Ebene *Olk* liegender Durchm *Om*, welcher mit *Ok* einen Winkel ϱ bildet, als verticale Dreh axe dient, so stellt sich die in der horizontalen Schwingungsebe gende Axe *Oa* äquatorial, die Ebene *Olk* axial, welches auch der kel ϱ sei.

Wird der Krystall in irgend einem Punkt der Peripherie des *Om* normalen Kreises aufgehängt, so dass *Om* in der Horizontal schwingt, so stellt sich *Om* axial, wenn der Aufhängepunkt i Ebene *Olk* fällt, und weicht von dieser Lage um einen um so g ren Winkel ab, je mehr der Aufhängepunkt gegen Punkt *a*

wo er seinen Maximumwerth ϱ erreicht, da sich nun Ok axial

.

gt die verticale Drehungsaxe On in der Ebene Oal und macht den Winkel σ, so stellt sich, welches auch der Winkel σ sei, e Axe k axial, die Ebene Oal äquatorial. — Wird wiederum der l an verschiedenen Punkten der Peripherie des auf On senkrechsten Kreises aufgehängt, so stellt sich On äquatorial, wenn der gepunkt in der Ebene des Kreises Ola liegt, und bildet mit der rialebene den Winkel σ, wenn der Aufhängepunkt bis k fortrückt, Oa äquatorial stellt.

ird endlich der Krystall so aufgehängt, dass die verticale Drexe Op desselben in die Ebene Oka fällt und mit Ok den Winkel , so stellt sich bei wachsenden Werthen desselben erst Ol axial, ber äquatorial. Bei dem Grenzwerth $\lambda = \omega = 70^0$ stellt sich stall gar nicht ein. — Die Drehungsaxe wollen wir in diesem t OQ bezeichnen. Dasselbe Verhalten zeigt der Krystall, wenn rehungsaxe OQ_1 ist, die ebenfalls mit Ok den Winkel $\omega = 70^0$ Diese beiden Axen kann man die magnetischen Axen des les nennen. Die auf ihnen senkrechten Ebenen sind dann Ebeeicher magnetischer Vertheilung.

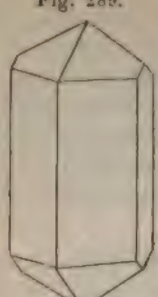
ngt man den Krystall an einem Punkt der Peripherie des auf Op hten Kreises auf, so dass Op in der horizontalen Schwingungsiegt, so bildet Op mit der sich axial stellenden Axe Ok einen von λ^0, wenn der Aufhängepunkt in l liegt. Rückt er weiter die Ebene Oka vor, so nähert sich Op der axialen oder äqua- Lage, je nachdem es näher an Ok oder Oa liegt, also Winkleiner oder grösser ist. Ist $\lambda = 90 - \omega$ (20^0), so liegt Op Ebene der gleichen magnetischen Induction, und der Krystall ist Lage im Gleichgewicht.

hwefelsaures Zinkoxyd hat eine diamagnetische Masse 1022
ystallisirt in einem rhombischen Prisma mit rhombischer Basis, 9 (a. f. S.). Bezeichnen wir seine krystallographische Hauptaxe die längere und kürzere Diagonale der Basis mit l und k, so stellt Krystall wie folgt:

Verticale Drehungsaxe	In der horizontalen Schwingungsebene	Es stellt sich äquatorial
a	l und k	k
l	a und k	a
k	a und l	a

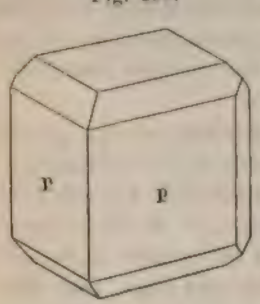
In diesem Fall ist also die Hauptaxe *a* die Linie der grösst kurze Diagonale *k* die Linie der mittleren, d gonale *l* die der kleinsten diamagnetisch duction. Ersetzen wir in der Beschreibung d haltens des Kaliumeisencyanides die Buchst durch *a*, *l* durch *k*, *a* durch *l* und das Wor durch äquatorial, so erhalten wir einen Ueb über das diamagnetische Verhalten des schwefe Zinkoxyds. Die magnetischen Axen dieses Sal gen in der durch die Hauptaxe und die läng gonale der Basis gelegten Ebene und bilden Diagonale einen Winkel von etwa $47\frac{1}{2}°$.

Fig. 289.



1023 Ameisensaures Kupferoxyd (Fig. 290) krystallisirt in rhombischen Prismen, deren Axe mit der der rhombischen Basis pa Hauptspaltungsrichtung einen Wink 78° 55′ bildet. Die Winkel zwischen d tenflächen *p* und *p* sind 90° 52′. Die Sym ebene des Salzes geht durch die Axe längere Diagonale der Basis. Die Ma Salzes ist magnetisch.

Fig. 290.



In diesem Salz ist die auf der Sym ebene senkrechte Axe die Axe der mi magnetischen Vertheilung. Die Axen der ten und kleinsten Vertheilung liegen Symmetrieebene und stehen senkrecht ander. Die erstere bildet mit der Spaltungsfläche normalen Linie einen Winkel von 3°. Die magne Axen liegen in derselben Ebene und bilden mit der Axe der g Vertheilung einen Winkel von etwa 25°.

1024 In analoger Weise haben Plücker und Beer bei verschi Krystallen, deren Form sich auf drei Symmetrieebenen oder ein sches Prisma mit gerader rhombischer Endfläche zurückführen la magnetische Verhalten der Axe *a*, der grössten und kleinen Diag und *k* der Basis folgendermaassen festgestellt:

Name	Masse	Axe grösster	Axe mittlerer	Axe kleinster
		Vertheilung		
ures Nickeloxy- wefelsaures Nickel- Zinkoxyd	magnetisch	*k*	*a*	*l*
alz	diamagnetisch			
schwefelsaures d	diamagnetisch	*a*	*k*	*l*
, Bleieisencyanid, saures Zinkoxyd ltig), schwefel- Magnesia (eisen-	magnetisch	*l*	*a*	*k*
unterschweflig- Natron	diamagnetisch			
encyanid	magnetisch	*k*	*l*	*a*

einigen Krystallen mit drei ungleichen Axen ist die nach zwei 1025
der senkrechten Richtungen stattfindende magnetische oder dia-
:he Vertheilung fast gleich, so dass sie als magnetisch einaxige
betrachtet werden können. Auf diese Weise ist:

	Masse	Verhalten	Lage der magnetischen Axe
riol	magnetisch	positiv	in der Symmetrieebene, 75° gegen die Spaltungsebene geneigt, in die Axe der grössten optischen Elasticität fallend [1]).
nsäure	diamagnetisch	positiv	in der Axe der grössten optischen Elasticität.
	diamagnetisch	negativ	senkrecht auf der Spaltungsebene, in der Axe der kleinsten optischen Elasticität.
ickel-	diamagnetisch	negativ	ebenso.

einzelnen dieser Krystalle, z. B. Eisenglanz, Kaliumeisencyanür,
encyanür, schwefelsaurem Kali, Topas und Bergkrystall, ist die

[1]) gl. auch Faraday, Exp. Res. Ser. 22, §. 2540, 1848*.

magnetische oder diamagnetische Vertheilung nach verschiedenen Richtungen so wenig verschieden, dass sie sich fast wie reguläre Krystalle verhalten.

Die verschiedenen zweiaxigen Glimmersorten, welche alle von paramagnetischem Stoffe sind, unterscheiden sich in ihrem optischen Verhalten der Art, dass die auf der Spaltungsfläche senkrechte Ebene ihrer optischen Axen theils durch die lange, theils durch die kurze Diagonale der Grundform geht, theils auch beide optische Axen zusammenfallen. Bei den ersteren Sorten stellt sich die Ebene der optischen Axen, gleichviel wie sie liegt, zwischen den Magnetpolen äquatorial. — Dagegen stellt sich eine kreisrunde Scheibe von einaxigem Glimmer, horizontal aufgehängt, zwischen den Magnetpolen nicht ein; derselbe ist also auch magnetisch einaxig. Jedesmal ist die Axe der rhombischen Säule der Grundform des Glimmers die Axe der grössten optischen Elasticität und der kleinsten magnetischen Vertheilung. Die magnetischen Axen bei den zweiaxigen Sorten liegen aber in einer auf der Ebene der optischen Axen senkrechten Ebene [1]).

1026 Sind die drei Axen der Krystalle des rhombischen Systems $a > b > c$, so ist nach Versuchen von Grailich und von Lang [2]) das Verhalten der Krystalle durch folgende Tabelle charakterisirt, in welcher die Buchstaben δ und π das dia- oder paramagnetische Verhalten ihrer Substanzen bezeichnen und die Axen nach abnehmender Stärke der magnetischen Einwirkung geordnet sind.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 110, p. 397, 1860*. — [2]) J. Grailich u. V. von Lang, Wiener Ber. 32, p. 43, 1858*.

Substanz	Axenverhältniss	Magnetischer Charakter
ımchlorid- zweifach Cadmium-	1 : 0,9131 : 0,3040	đ (*b a c*)
orür- zweifach Cadmiumchlorid	1 : 0,9126 : 0,3431	π (*b a c*)
lorür- zweifach Cadmiumchlorid	1 : 0,9126 : 0,3431	π (*b a c*)
latincyanür	1 : 0,8995 : 0,3367	đ (*b a c*)
sencyanid	1 : 0,7732 : 0,6220	π (*b c a*)
sidnatrium	1 : 0,7650 : 0,4115	đ (*a b c*)
wefelsaures Natron	1 : 0,9913 : 0,5999	đ (*a c b*)
aures Ammon	1 : 0,7310 : 0,5643	đ (*b c a*)
Kali	1 : 0,7464 : 0,5727	đ (*b c a*)
ıres Kali	1 : 0,7297 : 0,5695	đ (*b c a*)
schwefelsaures Kali	1 : 0,5169 : 0,4451	đ (*a b c*)
. . . .	1 : 0,9943 : 0,8895	đ (*a b c*)
. . . .	1 : 0,7622 : 0,6208	đ (*c a b*)
. . . .	1 : 0,7794 : 0,6086	đ (*c a b*)
aure Magnesia	1 : 0,9901 : 0,5709	đ (*c b a*)
aures Zinkoxyd	1 : 0,9804 : 0,5631	đ (*c b a*)
Nickeloxydul	1 : 0,9815 : 0,5656	π (*c b a*)
re Magnesia	1 : 0,9901 : 0,5735	đ (*a c b*)
. . . .	1 : 0,7207 : 0,6291	đ (*b c a*)
. . . .	1 : 0,7028 : 0,5843	đ (*b c a*)
ıures Uranoxyd	1 : 0,8737 : 0,6088	đ (*b c a*)
. . . .	1 : 0,5773 : *c*	π (*b* axial)
. . . .	1 : 0,5285 : 0,4770	đ (*a b c*)
. . . .	1 : 0,6854 : 0,4735	π (*a c b*)
. . . .	1 : 0,595 : 0,577	*b* axial
·s Lithion	1 : 0,626 : *x*	đ (*b c a*)
ıurer Baryt	1 : 0,8638 : 0,7650	đ (*a c b*)
Strontian	1 : 0,6076 : 0,5949	đ (*b c a*)
·es Ammon	1 : 0,7766 : 0,7230	đ (*b a c*)
ıure	1 : 0,6016 : 0,4055	đ (*b a c*)
ıures Natron	1 : 0,6289 : 0,2446	đ (*a b c*)
·s Ammon-Natron . . .	1 : 0,8233 : 0,4200	đ (*b c a*)
·s Kali-Natron	1 : 0,8317 : 0,4298	đ (*b c a*)

ı rothen-Blutlaugensalz und schwefelsaurem Nickeloxydul sind
bachtungen mit denen von Plücker nicht in Uebereinstimmung.

1027 Auch künstlich kann man die Einstellung von Körpern nach welche nach drei auf einander senkrechten Axen verschiedene Dich besitzen.

Presst man z. B. einen Teig von Wismuthpulver in zwei a ander senkrechten Richtungen mit ungleicher Kraft und schneid der Masse eine rhombische Säule, deren kurze Diagonale der Ri der grössten, deren Axe der der kleineren Pressung entsprich deren längere Diagonale mit der Richtung zusammenfällt, in w keine Pressung stattgefunden hat, so stellt sie sich, in verschi Weise aufgehängt, gerade wie eine rhombische Säule von Schwer

1028 Die Theorie der Einstellung der Krystalle und ung dichten Körper nach verschiedenen Richtungen hat im La Zeit manche Aenderungen erfahren.

Nach seinen ersten Beobachtungen glaubte Plücker[1]) eine d Wirkung des Magnetismus auf die Krystalle annehmen zu sollen.

Erstens fände eine Anziehung oder Abstossung der Masse d stalle durch den Magnet statt, je nachdem dieselbe magnetisch od magnetisch wäre. Zweitens würden die optischen Axen der Krystall deren Mittellinie von den Magnetpolen abgestossen. — Bald darauf dieser Satz in der Weise abgeändert, dass die Axen der optisch neg Krystalle allein abgestossen, die der positiven dagegen angezoge den, und zwar gleich viel, ob die Krystallmasse magnetisch od magnetisch wäre. Nach späteren Erklärungen ist hierbei die o Axe nur ein Ausdruck einer durch eine gewisse Anordnung der chen der Krystalle ausgezeichneten Richtung. — Mit der Entf von den Magnetpolen sollte die Einwirkung auf die Axen langsam nehmen, als die auf die Masse der Krystalle selbst ausgeübte Wi

1029 Für den zuletzt angegebenen Satz haben wir schon oben §. den Grund angeführt, dass nämlich in grösserer Entfernung vo Magnetpolen die magnetische Einwirkung auf die Theilchen de per sich nicht mehr so schnell ändert, als in ihrer Nähe, und dort der Einfluss der Unregelmässigkeit der Gestalt der Krystal ihre Einstellung mehr und mehr verschwindet.,

Auch das andere Gesetz der Anziehung und Abstossung der schen Axen bedarf noch einiger Abänderungen.

So stellt sich bei schwefelsaurem Zinkoxyd und schwefel Magnesia, bei Dichroit die Mittellinie der optischen Axen axial, ob die Krystalle optisch negativ sind. Auch bei dem positiven Blutl salz wird die Mittellinie der optischen Axen abgestossen und nicht zogen. Bei anderen Krystallen, wie Schwerspath, Cölestin, ste

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 72, p. 315, 1847*; 77, p. 447, 1849*; 81 1850*.

Ebene der optischen Axen nur axial, wenn der Krystall so aufgehängt dass diese Ebene vertical hängt. Ist sie horizontal, so stellt sich da-gen die Mittellinie der optischen Axen äquatorial.

In anderen Fällen stellen sich Krystalle mit vollkommen gleichem ischen Verhalten verschieden, je nachdem ihre Masse magnetisch oder magnetisch ist, so z. B. Kalkspath und Spatheisenstein, auch schwefel-res Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia einerseits, schwefelsaures keloxydul andererseits.

In Folge dieser Abweichungen suchten Knoblauch und Tyndall [1]) Grund der Einstellung der Krystalle direct in der ungleichen An-nung ihrer Theilchen nach verschiedenen Richtungen, welche sich nentlich in den Spaltungsrichtungen der Krystalle kundgiebt.

Als unmittelbares Erfahrungsresultat stellte sich bei der Unter-hung der Krystalle des Kalkspaths, Spatheisensteins u. s. w. heraus, s, wenn die Masse der Krystalle magnetisch ist, sich die Spaltungs-htung selbst, oder wenn deren mehrere vorhanden sind, die längere gonale ihrer Durchschnitte mit der Schwingungsebene des Krystalles al, wenn die Masse der Krystalle aber diamagnetisch ist, äquatorial llt.

Insofern die Dichtigkeit der Anordnung der Masse der Krystalle in gegen die Spaltungsebenen normalen Richtung am geringsten ist, gt aus diesen Erfahrungen zunächst für Krystalle mit einer vorwie-den Spaltungsrichtung der empirische Satz: Ist die Masse es solchen Krystalles magnetisch, so stellt sich die chtung der grössten Dichtigkeit axial, ist sie diamag-tisch, so stellt sie sich äquatorial, vorausgesetzt immer, dass auf alle Theile des Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte ich sind.

Die §§. 1016 und 1017 angeführten Versuche von Knoblauch und ndall mit Körpern, welche nach einer Richtung zusammengepresst l, und mit Holzstäbchen, die in der Richtung der Fasern am dichte-sind, könnten für diesen Satz als Bestätigung dienen.

In ähnlicher Weise würde die Einstellung von Substanzen, welche h drei auf einander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit be-en, sich als Resultat der ungleichen Anordnung der Theilchen ergeben.

Wir haben indess schon §. 1011 bemerkt, dass die ungleich dichte 1030
rdnung der Theilchen allein das Verhalten nicht bedingen kann, ausgesetzt, dass diese Theilchen selbst nach allen Richtungen durch magnetischen Kräfte gleich starke magnetische oder diamagnetische rität erhalten; denn dann würde eine aus den Körpern gebildete el in allen Lagen in einem gleichartigen Magnetfelde gleiches mag-isches oder diamagnetisches Moment erhalten und so kein Grund für

[1]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. 79, p. 233; 81, p. 481, 1850*.

eine besondere Einstellung vorhanden sein. — Selbst wenn die Theilchen polarisirend auf einander wirkten, würde auch noch nicht jene Anordnung allein zur Erklärung der Einstellung genügen. Werden z. B. in einem Stück Wismuth die Theilchen in einer Richtung einander genähert, so müsste in dieser Richtung die diamagnetische Polarität abnehmen. Im Gegentheil nimmt sie aber nach Tyndall's Versuchen zu (vergl. §. 962).

Wir sind daher genöthigt, eine nach den verschiedenen Richtungen ungleiche Fähigkeit der einzelnen Theile der Krystalle anzunehmen, durch den Einfluss eines Magnetes magnetische oder diamagnetische Polarität zu erhalten. Durch das Zusammenpressen muss auch bei unkrystallinischen Körpern diese Fähigkeit der Theile in der Richtung der Pressung vermehrt werden, da nach Tyndall [1]) selbst Wachsstücke nach einseitiger Compression sich mit der Richtung derselben axial stellen. — In welcher Weise dabei der Druck auf die Theilchen selbst wirkt, müssen wir bis jetzt unentschieden lassen.

Die Möglichkeit einer solchen ungleichen magnetischen Inductionsfähigkeit der Molecüle, zunächst bei paramagnetischen krystallisirten Körpern, hat schon Poisson [2]) vorausgesehen, indem er ihnen statt der Gestalt der Kugel die eines Ellipsoides beilegte.

1031 Als einfachste Annahme können wir mit W. Thomson [3]) hinstellen, dass die einzelnen Molecüle der krystallisirten oder gepressten Körper im Allgemeinen durch äussere magnetisirende Kräfte nach drei auf einander senkrechten Richtungen ein ungleich starkes magnetisches oder diamagnetisches Moment erhalten. Diese drei Richtungen können wir mit dem Namen der magnetischen Hauptaxen bezeichnen.

Bei Krystallen, welche nur in einer Richtung ein Maximum oder Minimum der magnetischen oder diamagnetischen Vertheilung besitzen, lässt sich die Einstellung in einem gleichartigen Magnetfelde folgendermaassen ableiten.

Ein kugelförmiges Molecül eines magnetischen Krystalles sei in seinem Schwerpunkt vor dem Magnetpol N so aufgehängt, dass auf alle seine Punkte gleiche Kräfte wirken. In der Horizontalebene sei ab die Richtung der stärksten, die darauf senkrechte Linie gh die Richtung der schwächsten magnetischen Induction. Bildet die Richtung ns der magnetischen Kraft M mit ab den Winkel φ, so lässt sie sich in zwei Componenten $M \cos \varphi$ und $M \sin \varphi$ nach ab und gh zerlegen, welche der Krystallplatte nach den beiden Richtungen die Momente $M . A \cos \varphi$ und $M . B \sin \varphi$ ertheilen mögen. In Folge der Wirkung der magnetischen Kraft M wirken auf die Enden von ab und gh die Kräfte $M^2 ..$

---

[1]) Tyndall, Cosmos, 1, p. 544, 1852. — [2]) Poisson, Mém. de l'Inst. 5, 1821 bis 22, p. 258. Paris 1826*. — [3]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] p. 177, 1851*.

d $M^2 . B \sin\varphi$, welche wir jedesmal nach den Richtungen ab und gh d nach der darauf senkrechten Richtung zerlegen. Die ersteren Componenten heben sich auf, die letzteren bilden Kräftepaare α und β, welche sp. gleich $\alpha = r M^2 A \cos\varphi . \sin\varphi$ und $\beta = r M^2 B \sin\varphi . \cos\varphi$ sind, r der Radius des Molecüls ist. Sie drehen den Krystall in entgegengesetzter Richtung. Ihre Differenz ist gleich $D = r M^2 (A - B) \cos\varphi \sin\varphi$. $A > B$, so dreht sich das Molecül gemäss der Richtung des Drehungsmomentes α. — Das Molecül ist im Gleichgewicht, wenn $D = 0$ ist. es findet statt, wenn $\varphi = 0$ oder $\varphi = 90^0$ ist, also die Axe ab der össten magnetischen Vertheilung mit der Richtung der magnetisirenden raft ns zusammenfällt oder auf ihr senkrecht steht. In ersterem Falle das Gleichgewicht stabil, im zweiten labil. — Bei diamagnetischen rystallen wirken die Drehungsmomente in entgegengesetzter Richtung; selben sind in stabiler Gleichgewichtslage, wenn die Axe der grössten rtheilung auf der Richtung ns senkrecht steht; in labiler, wenn sie r letzteren parallel ist.

Haben wir statt eines Molecüls einen ganzen, in seinem Schwerpunkt rch den Aufhängefaden unterstützten Krystall, so ist, welche Geält er auch habe, zu beiden Seiten jeder, durch den Faden gelegten rticalebene die Masse des Krystalles gleichmässig verbreitet. Die auf einzelnen Molecüle wirkenden Drehungsmomente setzen sich zu nem gemeinschaftlichen zusammen, welches den Krystall um den Faden Drehungsaxe in gleicher Weise dreht, wie jene die einzelnen Molele. Der Krystall stellt sich also im gleichartigen Magnetfelde in derben Weise ein, wie wir oben angegeben.

Eine Anziehung der ganzen Masse des Krystalles gegen den Magpol kann nicht stattfinden, da die anziehenden und abstossenden äfte gleich und gleichmässig zu beiden Seiten des Aufhängepunktes theilt sind.

Ist der Krystall nicht in seinem Schwerpunkt aufgehängt, so kann 1032 auf ihn ausgeübte Drehungsmoment in gewissen Fällen indirect eine Bewegung seiner ganzen Masse selbst in einem gleichartigen Magnetfelde bedingen [1]. — Man klebe z. B. eine aus einem Krystall oder einer in einer Richtung zusammengepressten Wismuthmasse geschnittene Platte in horizontaler Lage an das eine Ende eines an einem Coconfaden aufgehängten Armes einer Drehwage und bringe sie so zwischen die Pole eines Magnetes in ein gleichartiges Magnet-



Fig. 291. Fig. 292.

[1] Tyndall, Phil. Mag. [4] 11, p. 125, 1856*.

feld. Die Axe *ab*, Fig. 291 (a. v. S.), der grössten magnetischen od
magnetischen Vertheilung des Krystalls liege zunächst in der Ve
rung des Armes *cf* der Drehwage. Die Einstellung des Krystal
wiederum durch das an den Enden der Axe *ab* der grössten Vert
wirkende Kräftepaar *acbd* bedingt. Ist der Krystall magnetisch,
dasselbe die in der Figur angegebene Richtung. Da der Hebela
grösser ist als *bc*, so bewegt sich der Krystall hierdurch gegen d
n hin, und er wäre erst im stabilen Gleichgewicht, wenn *ab* para
stände. Ist der Krystall diamagnetisch, so ist das Kräftepaar ent
gesetzt gerichtet, derselbe entfernt sich vom Magnetpol. — Ist d
ab des Krystalls im Gegentheil gegen den Arm *cf* senkrecht g
Fig. 292 (a. v. S.), so dreht, wenn der Krystall magnetisch ist, das
paar *acbd* ihn so, dass seine Axe mit der Richtung *ns* zusamm
Er entfernt sich also von den Magnetpolen. Ist der Krystall dia
tisch, so ist er in jener Lage im labilen Gleichgewicht. Sobald
derselben heraus ein wenig dem einen oder anderen Magnetpol
dreht wird, so bewegt ihn das Kräftepaar zu dem zunächst liegend
hin und er ist erst im stabilen Gleichgewicht, wenn seine Axe
der Linie *ns* senkrecht steht.

1033 Besitzen die Krystalle nach drei auf einander senkrechten Ri
gen eine ungleiche Inductionsfähigkeit, so ergiebt sich ihr Ver
aus folgender Betrachtung, bei der wir, wie oben, nur ein Mole
berücksichtigen brauchen.

Wir bezeichnen die magnetischen oder diamagnetischen Mo
welche in der Richtung der drei Hauptaxen in dem Molecül durc
magnetisirende Kraft Eins erzeugt werden, die in der Richtung
Axen selbst wirkt, nach ihrer abnehmenden Grösse mit A, B, C.
auf den Körper eine magnetisirende Kraft F, welche mit den Haup
Winkel macht, deren Cosinus λ, μ, ν sind, so sind die nach den
erzeugten Momente $FA \cdot \lambda$, $FB \cdot \mu$, $Fc \cdot \nu$, und das auf das M
ausgeübte Drehungsmoment ist:

$$F^2[\mu^2\nu^2(B-C)^2 + \nu^2\lambda^2(C-A)^2 + \lambda^2\mu^2(A-B)^2]^{\frac{1}{2}} = F^2 D$$

Dieses Moment wirkt in einer Ebene, deren Normale mi
Axen Winkel macht, deren Cosinus $\mu\nu(B-C)/D$, $\nu\lambda(C-A)/D$,
$\lambda\mu(A-B)/D$ sind.

Das Molecül möge nach einander sich um die Axen A,
drehen und die magnetisirende Kraft in den Ebenen BC, CA
wirken, und zwar dabei mit der jedesmaligen Axe der grösseren I
tion in derselben B, A, A den Winkel φ machen; dann sind die Dreh
momente α, β, γ, welche das Molecül um seine Drehungsaxe bewe

$$\alpha = F^2(B-C)\sin\varphi\cos\varphi; \quad \beta = F^2(C-A)\sin\varphi\cos\varphi;$$
$$\gamma = F^2(A-B)\sin\varphi\cos\varphi.$$

In Folge dieser Kräfte schwingt der Körper

Nehmen wir an, das Molecül habe Kugelgestalt, so dass sein Trägmoment in Bezug auf alle Durchmesser das gleiche ist, so verhalten die Schwingungsdauern bei der Bewegung um die Axen A, B, C:

$$T_A : T_B : T_C = \frac{1}{\sqrt{B-C}} : \frac{1}{\sqrt{A-C}} : \frac{1}{\sqrt{A-B}}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{T_A{}^2} + \frac{1}{T_C{}^2} = \frac{1}{T_B{}^2}.$$

Die Summe der reciproken Quadrate der Schwingungsdauern des die Axe der grössten und kleinsten Vertheilung schwingenden Mole- ist also gleich dem reciproken Quadrat der Dauer der Schwingen um die Axe der mittleren Vertheilung.

Denken wir uns um das Molecül ein Hülfsellipsoid construirt, dessen Hauptaxen mit den drei magnetischen Hauptaxen des Molecüles mmenfallen und dessen Axen a, b, c gegeben sind durch die Gleigen: $a = A^{-1/2}$, $b = B^{-1/2}$, $c = C^{-1/2}$. Wirkt dann die magsirende Kraft in der Richtung irgend eines der Radii vectores r des psoides, so ist die Grösse des auf diese Richtung projicirten magneben Momentes M des Molecüles gegeben durch den Werth $M = F^2 r^{-2}$.

Das Hülfsellipsoid hat zwei Kreisschnitte, deren Ebenen durch seine lere Axe b gehen und gegen die Ebene der Axen a und c um einen kel ϑ geneigt sind. Derselbe ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\sin\vartheta = \frac{c}{b}\sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2-c^2}} = \sqrt{\frac{B-A}{C-A}} = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}.$$

Wirkt die magnetisirende Kraft auf das Molecül in der Richtung nd eines der Radii vectores der Kreisschnitte, so bleibt das in deren Richtung erzeugte magnetische oder diamagnetische Moment h die ganzen Kreisschnitte dasselbe. Ist daher das Molecül um eine einem Kreisschnitte des Hülfsellipsoides senkreckte Axe drehbar, so in jeder Stellung im Gleichgewicht. Diese Axe ist eine magnehe Axe des Molecüles, deren Lage durch das Verhältniss der stanten A, B, C bedingt ist. Der Winkel ω zwischen den magnetin Axen und der Axe der grössten Vertheilung ist gegeben durch die chung:

$$\cos\omega = \sin\vartheta = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}$$

:

$$tg\,\omega = \frac{T_C}{T_A} = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}}.$$

Die Schwingungsdauer um irgend eine Axe, welche mit den magneen Axen die Winkel ψ und ψ_1 macht, ist:

$$T^2 = T_B{}^2 . \sin\psi . \sin\psi_1.$$

Eine aus dem krystallisirten Körper geschliffene grössere K verhält sich ganz wie das betrachtete Molecül, da auch in ihr das T heitsmoment nach allen Richtungen das gleiche ist.

Hängt man die Kugel an einem Faden zwischen den Magnetp so auf, dass nach einander ihre drei Axen vertical sind, und besti die Torsionswinkel α', β', γ', welche erforderlich sind, um sie um gl viel Grade aus ihrer durch die magnetischen Kräfte gebotenen Gle gewichtslage hinauszudrehen, so verhalten sich die Werthe $\alpha' : \beta' : \gamma'$ die jedesmaligen, auf die Kugel ausgeübten Drehungsmomente α, β d. i.:

$$\alpha' : \beta' : \gamma' = (B - C) : (A - C) : (A - B).$$

Daraus findet sich der Winkel ω zwischen den magnetischen Axen der Axe der grössten Vertheilung direct durch die Gleichung:

$$\cos \omega = \sin \vartheta = \sqrt{\frac{B - A}{C - A}} = \sqrt{\frac{\gamma'}{\beta'}}, \quad tg\, \vartheta = \sqrt{\frac{\gamma'}{\alpha'}}.$$

Diese einfache Methode, um den Winkel ω zu bestimmen, ist Plücker angegeben.

1034 Bei einaxigen Krystallen ist entweder $A = B$, wo die der Axe Symmetrie entsprechende Vertheilung $C < A = B$, und der Kry negativ ist, oder es ist $B = C$, wo $A > B = C$, und die Vertheil in der Axe der Symmetrie im Maximum, der Krystall positiv Die magnetischen Axen fallen in diesem Fall mit der Symmetrieaxe sammen. Das Hülfsellipsoid wird ein Rotationsellipsoid. Ist die Schw gungsdauer einer aus dem Krystall geschliffenen Kugel, deren Dreh axe senkrecht auf der Symmetrieaxe steht, gleich T_0, so ist die Schw gungsdauer um eine gegen die letztere um den Winkel ψ gen Drehungsaxe:

$$T = T_0 \sin \psi.$$

Ganz dieselben Formeln hat Plücker abgeleitet, indem er sich Molecüle der Krystalle als ungleichaxige Ellipsoide vorstellte, welche Ellipsoide von Eisen, durch äussere Kräfte magnetisirt sind, und denen die einzelnen Theile polarisirend auf einander einwirken. diamagnetischen Körpern sollte nur die Richtung der Polarität die gegengesetzte sein. — Indess erkennt Plücker selbst an, dass die obigen Rechnung zu Grunde liegenden, von Thomson[1]) herrühren einfacheren Principien der Natur völlig entsprechen.

1035 Die Richtigkeit der vorher aufgestellten Formeln hat Plücker einen Krystall mit drei ungleichen magnetischen Axen an einer Kugel

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] 1, p. 177, 1851*; Plücker, Phil. Tr 1858, 2, p. 570*.

meisensaurem Kupferoxyd von 0,39 Zoll (10 mm) Durchmesser geprüft, welche er zwischen den zugespitzten, in einem Abstand von 1,58 Zoll 43 mm) von einander entfernten Enden der Halbanker seines Magnetes ufhängte. Nach der Bestimmung der Lage der magnetischen Hauptxen wurden die Schwingungszahlen bestimmt, während der Krystall m die eine oder andere Axe oscillirte. Es ergab sich bei zwei verhiedenen Intensitäten des den Magnet erregenden Stromes:

$$\text{I. } \frac{1}{T_A} = 23, \quad \frac{1}{T_B} = 53, \quad \frac{1}{T_C} = 49.$$

$$\text{II. } \frac{1}{T_A} = 31\tfrac{1}{2}, \quad \frac{1}{T_B} = 73, \quad \frac{1}{T_C} = 67.$$

Daher erhält man:

$$\text{I. } \frac{1}{T_A{}^2} + \frac{1}{T_C{}^2} = 2918, \quad \frac{1}{T_B{}^2} = 2809.$$

$$\text{II. } \frac{1}{T_A{}^2} + \frac{1}{T_C{}^2} = 5166, \quad \frac{1}{T_B{}^2} = 5329.$$

Der halbe Winkel zwischen den magnetischen Axen ist hiernach $\vartheta = 25,8$, während er nach directer Beobachtung der Lagen, in denen er Krystall im indifferenten Gleichgewicht war, gleich $23\tfrac{1}{2}^0$ war. Auch ei anderen Lagen des Krystalles bestätigte sich die Theorie.

Als eine Kugel von Eisenvitriol so aufgehängt wurde, dass die auptaxe dieses als magnetisch einaxig zu betrachtenden Krystalls sich der horizontalen Schwingungsebene befand, dann gegen dieselbe um 5° gehoben oder gesenkt war, ergaben sich die Schwingungszahlen beiden Fällen in je 20 Secunden $T_0 = 62,8$, $T = 45$. Es ist also $= 0,715\ T_0$, während der Coëfficient von T_0 gleich $\sin 45^0 = 0,707$ n müsste. — Auch an einer Kugel von Wismuth bestätigten sich diese sultate. Dieselbe wurde, wie die Kugel von Eisenvitriol, aufgehängt, d der sie tragende Faden um einen bestimmten Winkel gedreht, bis Kugel aus ihrer Gleichgewichtslage um 180° umschlug. Die Drehunn des Fadens bei beiden Aufhängungen der Kugel (wenn die Axe rizontal hing oder um 45° gegen die Horizontalebene geneigt war) nden im Verhältniss von 1 : 0,498. Die Drehungsmomente, welche die gel bei gleichen Ablenkungen aus ihrer Gleichgewichtslage unter dem fluss der Magnetpole in dieselbe zurückführen, müssten sich wie $: \cos^2 45^0 = 1 : 0,5$ verhalten.

Directe Messungen über die verschieden starke Anziehung und Ab- 1036
stossung der einaxigen Krystalle von den Magnetpolen nach verschiedenen Richtungen sind von Tyndall[1]) angestellt worden.

[1]) Tyndall, Pogg. Ann. 83, p. 400, 1851*.

Er benutzte hierzu den §. 945 beschriebenen Apparat, durch welchen er das Gesetz der Abnahme der magnetischen Wirkung mit der Entfernung bestimmt hatte. Auf das Ende des Hebels wurden Kugeln oder Würfel von verschiedenen Krystallen in verschiedenen Lagen gebracht, und ihre Anziehungen oder Abstossungen durch die Magnetpole mittelst der Torsion T des den Hebel tragenden Fadens gemessen. Vor die Polflächen der Magnetstäbe wurde feines Bristolpapier oder eine dünne Glasplatte gelegt. Der Magnetismus oder Diamagnetismus der Krystalle entsprach dem Werth $\sqrt[2]{T}$. Bezeichnet i die Intensität des den Magnet erregenden Stromes, so ergab sich unter Anderem für eine Kugel von Spatheisenstein:

1) Die Krystallaxe parallel der Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	6,56	8,94	11,36	14,14
$25{,}5\,i =$	6,57	8,91	11,42	14,14.

2) Die Krystallaxe senkrecht gegen die Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	5,52	7,48	9,62	11,44
$20{,}7\,i =$	5,55	7,53	9,64	11,94.

Der Magnetismus des Krystalls nimmt also in beiden Lagen proportional der Stromintensität zu. Er ist aber im Verhältniss von 20,7:25,5 stärker, wenn die Krystallaxe axial ist, als wenn sie äquatorial ist. Bei freier Aufhängung der Kugel wird daher die Axe von den Magnetpolen angezogen.

Bei Kalkspathkugeln ergab sich dagegen die Abstossung im Mittel

1) die optische Axe der Axe der Magnetstäbe parallel 55
2) „ „ „ senkrecht gegen dieselbe . . . . 19[illegible]

Wie beim Spatheisenstein die Anziehung, ist also hier die Abstossung in der Richtung der Hauptaxe grösser, als in der darauf senkrechten Richtung des Krystalls. Bei freier Aufhängung stellt sich demnach die Hauptaxe des Kalkspathes äquatorial.

Bei einem Würfel von Eisenvitriol war die Anziehung:

1) die bei freier Aufhängung des Würfels zwischen den Magnetpolen axiale Linie in der Axe der Magnetstäbe . . . . . . 15[illegible]
2) dieselbe Linie senkrecht gegen die Axe der Magnetstäbe . . 15[illegible]

bei einem Wismuthwürfel betrug die Abstossung:

1) die Spaltungsebene parallel den Axen der Magnetstäbe . . . 15[illegible]
2) „ „ senkrecht auf den Axen der Magnetstäbe 1[illegible]

Wismuthwürfel, die aus einem in einer Richtung zusammen gepr[illegible]ten Cylinder von Wismuthpulver geschnitten waren, welches mit Gu[illegible]

asser angemacht war, zeigten ganz analog eine grössere Abstossung, enn die Linie der Compression parallel der Axe der Magnetstäbe lag, s wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. Umgekehrt verhielten sich gleicher Weise präparirte Würfel von Spatheisensteinpulver. Auch e §. 1017 erwähnten, zusammengepressten Würfel aus einem Wisuthkrystall erlitten bei diesem Verfahren eine stärkere Abstossung, enn die Richtung ihrer Pressung mit der Magnetaxe zusammenfiel, als enn sie senkrecht gegen dieselbe stand. — Ganz analog verhielten sich ürfel aus diamagnetischem Wachs und aus diamagnetischer Brotume, welche vorher in einer Richtung zusammengepresst waren.

Hankel[1]) hat die diamagnetische Abstossung nach verschiedenen 1037
ichtungen hauptsächlich an einem Cylinder von Wismuth von 18 mm inge und 8,4 mm Durchmesser bestimmt, welcher aus einem krystallinihen Stück vermittelst des Drehstahls gedreht worden war, und in dem e Hauptspaltungsrichtung der Axe parallel lag. Derselbe wurde mit einer Axe in verticaler Lage zwischen zwei über einander befindlichen pitzen in einer Gabel eingeklemmt, welche an dem einen Ende des inen, 128 mm langen Armes des Hebels einer Drehwage befestigt war. er andere Arm des Hebels war durch ein Gegengewicht belastet und selbst ein Spiegel befestigt, dessen Ebene auf der Axe des Armes nkrecht stand. Seine Stellung wurde mittelst Fernrohr und Scala abelesen. Ueber dem Cylinder befand sich eine horizontale, getheilte essingscheibe von 26 mm Durchmesser, mit welcher der Cylinder um ine Axe gedreht werden konnte. Vor demselben wurde in einer gegen n Arm der Drehwage senkrechten Lage horizontal ein aus zwei Lallen bestehender Stahlmagnet hingelegt. Es erfolgte eine Abstossung er auch Anziehung G, die je nach der Lage des Cylinders verschieden rk war und den Hebel der Wage um eine verschiedene Anzahl Grade enkte. Wurde aber der Wismuthcylinder an einem Coconfaden unten en Hebel der Drehwage gehängt, so dass der Magnet nur auf den m mit der Messingscheibe wirkte, so fand eine Anziehung und Anerung des Armes an den Magnet um eine Anzahl Grade g statt, lche bei verschiedenen Drehungen der Messingscheibe um ihre Axe timmt wurde. Die Differenz beider Werthe G und g giebt die Absssung a des Wismuthcylinders allein. Als Mittel von je vier Versuchen, i denen der Wismuthcylinder um eine bestimmte Anzahl Grade nach chts und links von der Lage aus gedreht wurde, in welcher seine altungsebene auf der Magnetaxe senkrecht stand, ergab sich die Absssung:

[1]) Hankel, Math.-phys. Berichte der K. Sächs. Gesellsch. der Wissensch. l. p. 99*.

Neigung der Normale auf der Spaltungsebene gegen die Magnetaxe φ	Abstossung a	
	beobachtet	berechnet
$\pm 15^0$	94,1	93,7
$\pm 45^0$	113,3	113,3
$+ 75^0$	132,4	133,0

Die Werthe der letzten Columne sind nach der Formel $a =$ $90{,}7 + 45{,}3\, sin^2 \varphi$ berechnet. Die Abstossung ist also, wie schon früh[er] erwähnt, im Minimum, wenn die Spaltungsebene des Wismuthes auf d[er] Magnetaxe senkrecht steht. Sie nimmt mit dem Quadrat des Sinus ih[rer] Drehung nach beiden Seiten zu. Das Verhältniss des Minimums u[nd] Maximums der Abstossung ergiebt sich wie 0,67 : 1.

1038 Rowland und Jacques[1]) haben ebenfalls hierüber Versuche a[n]gestellt.

Die Stärke des etwa hühnereigrossen Magnetfeldes zwischen d[en] Polen eines Ruhmkorff'schen Elektromagnetes wurde bestimmt, ind[em] zwischen den Mittelpunkten der Pole ein kleiner Messingstab befest[igt] war, auf dem sich eine sehr kleine Drahtrolle (mittlerer Radius 0,3912 c[m]; Breite der Windungen 0,1824 cm; Höhe 0,1212 cm; Zahl der Wind[un]gen 83), um eine durch zwei Gegenschrauben bestimmte Länge ve[r]schieben liess.

Um die Ablenkungen des Galvanometers durch die bei der V[er]schiebung der Rolle erzeugten Inductionsströme auf absolutes Maass [zu] reduciren, wurde ein Erdinductor, dessen Gesammtfläche 20716,2 cm be[trug], in den Kreis des Galvanometers und der Rolle eingefügt und die Ab[]lenkung bei Drehung desselben, ebenso wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus (0,1984 C. G. S.) bestimmt. Dann wurden 15 m[m] lange und etwa 2 mm im Quadrat dicke Stäbe von Wismuth und Kalk[]spath von resp. 0,77 und 0,80 cm Länge und 0,378 und 0,336 cm Dicke an einem einfachen Coconfaden in Schlingen zwischen die Magnetp[ole] gehängt und ihre Schwingungsdauer, ihr Trägheitsmoment, ihre ha[lbe] Länge und ihr Querschnitt bestimmt. Daraus wurde die Abhängigk[eit] der Schwingungsdauer von den genannten Grössen und der Magne[ti]sirungszahl $\varkappa$ und damit letztere berechnet. Die Wismuthstäbe wa[ren] aus sehr schönen Krystallen von eisenfreiem Metall gespalten, auf ra[uhen] Platten von Speckstein geschliffen und mit Salzsäure gekocht. So erg[ab] sich z. B.:

---

[1]) Rowland und Jacques, Sill. J. [3] 18, p. 360, 1879*; Beibl. 4, p. [...]

		$\varkappa$
Wismuth, Axe vertical	. . .	— 12554 . 10^{-12}
„ „ horizontal	. .	— 14324 . 10^{-12}
Kalkspath, Axe vertical	. . .	— 37930 . 10^{-12}
„ „ horizontal	. .	— 40330 . 10^{-12} [1])

…efinden sich die Krystalle statt in Luft, in einer Flüssigkeit, so 1039
…man dieselbe so wählen, dass die Anziehung oder Abstossung der …alle, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, bei der einen …ng kleiner, bei der anderen grösser ist, als die Anziehung oder …ssung der verdrängten Flüssigkeit, so dass darin ein Krystall von …tischer Masse in der einen Lage, in welcher er weniger vom Magnet …usst wird, abgestossen, in der anderen Lage aber angezogen … ein Krystall von diamagnetischer Masse in der ersteren Lage an…en, in der zweiten abgestossen wird. Um hierzu Krystalle, welche …n Wasser und den Salzlösungen auflösen würden, verwenden zu …n, tauchte sie Faraday [2]) zuerst in geschmolzenes Wachs, zog sie … und liess sie erkalten. Diese Krystalle wurden in verschiedenen … an dem einen Arm des Hebels der Drehwage befestigt, welcher …al nach unten gebogen war, und so in der Luft und in verschiedenen …gkeiten vor dem Pol eines Magnetes untersucht. Namentlich Krystalle …othem Cyaneisenkalium, welche in Wasser von den Magnetpolen an…en, in concentrirter Eisenvitriollösung abgestossen werden, eignen …u diesen Versuchen. Lag die magnetische Axe axial, so wurden sie …enevitriollösung, die weniger als 11 Volumina der concentrirten …g auf 6 Volumina Wasser enthielt, angezogen. Lag die Axe der …alle äquatorial, so wurden sie in allen Lösungen abgestossen, welche …als 18 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser …lt. In den zwischen den beiden genannten Lösungen stehenden …gen werden sie also in der ersten Lage angezogen, in der zweiten …ossen; in einer Flüssigkeit, welche 14 bis 15 Volumina der con…rten Lösung und 6 Volumina Wasser enthielt, war die Anziehung … einen Lage etwa ebenso gross wie die Abstossung in der ande… Da die Masse des Kalkspaths im Alkohol von den Magnetpolen an…n, in Eisenchlorürlösung abgestossen wird, würde man auch aus …ol und letzterer Flüssigkeit eine Mischung herstellen können, in …r der Kalkspath in der einen Lage von dem Magnetpol angezogen, … anderen abgestossen wird.

…s ist indess einleuchtend, dass die Magnekrystallkraft, mit welcher 1040
…ine aus einem ungleichaxigen Krystall geschliffene, um ihren

[1]) In Folge eines Rechnungsfehlers sind nur die relativen Grössen dieser … von Bedeutung s. v. Ettingshausen, Wied. Ann. 17, p. 274, 1882*. — [2]) …aday, Exp. Res. Ser. 30, 1855*; Phil. Trans. 1856, p. 159*; Pogg. Ann. … 111 u. 439, 1857*.

Schwerpunkt drehbare, kreisförmige Scheibe oder Kugel in einer bestimmten Richtung zwischen den Magnetpolen einstellt, nicht dadurch geändert werden kann, dass man sie, statt im luftleeren Raume, in verschiedenen gasförmigen oder flüssigen Medien aufhängt, welche magnetischer oder diamagnetischer sind, als die Masse des Krystalls, vorausgesetzt, dass die Molecüle derselben nicht magnetisirend auf einander einwirken und sich durch das umgebende Medium die Vertheilung des Magnetismus in ihnen nicht ändert. Die Krystalle verhalten sich wie eine Kugel von Stahl, welche ein permanentes magnetisches Moment in der Richtung eines Durchmessers erhalten hat. — Dies hat Faraday[1]) auch durch das Experiment bewiesen, indem er Prismen aus verschiedenen Krystallen an einem Faden zwischen die Magnetpole hängte, und, sowohl in der Luft, wie auch in Flüssigkeiten die Drehung desselben bestimmte, welche erforderlich war, um sie aus ihrer durch die magnetische Einwirkung bedingten Lage soweit zu drehen, dass sie eine neue, um 180° gegen die erste gedrehte Gleichgewichtslage annahmen. Durch Drehen des Fadens in dem einen und anderen Sinne konnten die Fehlerquellen eliminirt werden. Auch wurde vor dem Versuch der Faden so eingestellt, dass die Krystalle während der Einwirkung des Magnetes dieselbe Ruhelage beibehielten, wie vor derselben, der Faden also hierbei nicht gedreht wurde.

So ergab sich die zum Umschlagen der Krystalle erforderliche Torsion unter Anderem:

	Wismuth, achteckiges Prisma, Magnekrystallaxe horizontal	Turmalin, quadratisches Stück aus einem Prisma, die Axe horizontal	Spatheisenstein, achteckiges Prisma, die Magnekrystallaxe horizontal
Luft	2250°	1070	545
Alkohol	2269°	1081	—
Wasser	2230°	1082	542
Eisenvitriol, conc. Lösung	2234°	1081	54[illegible]

Ganz ebenso verhielt sich ein Krystall von Blutlaugensalz in Luft und Camphin, wo die Torsionen 314 und 316, und das Wismuthprisma in Wasser und geschmolzenem Phosphor von 70° C., wo die Torsionen 1945° und 1950° waren.

1041 Sind die auf die einzelnen Punkte eines Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte nicht gleich gross, so compliciren sich die Erscheinungen

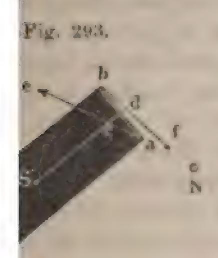
---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. 22, §. 2498, 1848*; Ser. 30, §. [illegible]

hier nur beispielsweise einen Fall betrachten und dabei nur Richtung der stärksten Vertheilung erzeugte Polarität berück-

ismuthstab. Fig. 293, in welchem die Richtung der stärksten chen Vertheilung auf seiner Axe senkrecht stehe, so dass er n gleichartigen Magnetfeld mit letzterer axial einstellt, sei vor dem zugespitzten Magnetpole N im Punkte S so aufgehängt, dass er in der Horizontalebene schwingen kann. Die einzelnen Molecüle des Stabes erhalten in der Richtung ab Polarität. Auf ihre Pole wirken dann von N aus Kräfte, wie ae und bf. Man verlege dieselben nach den Punkten c und d der Axe des Stabes und zerlege sie dann in je zwei Componenten, von denen die einen mit der Axe Sc zusammenfallen und auf den Stab ngsmoment ausüben, die anderen auf Sc senkrecht stehen. Magnetismus sehr schnell von den Polen an ab, so dass ae als bf ist, so kann das Product der in c angreifenden, auf hten Componente von ce mit dem Hebelarm Sc grösser sein, duct der entsprechenden, an d angreifenden Componente von Der Stab wird auf diese Weise, entgegen dem Verhalten im n Magnetfeld, mit seiner Längsrichtung in die äquatoriale ben, wie wenn seine Masse als solche abgestossen würde. — an den Magnetpol von dem Stab oder hebt denselben über empor, so nimmt in der weiteren Entfernung die auf die Theile des Stabes wirkende Kraft nicht mehr so schnell ab; ae und bf werden mehr und mehr einander gleich, und der ein Drehungsmoment, welches ihn mit seiner Axe Sc in die überführt.

Fig. 293.



Aenderung der Einstellung hat Tyndall[1]) auch experimen- 1042
, indem er über, unter und zwischen die zugespitzten Halb- Elektromagnetes Stäbchen von krystallinischen, magnetischen netischen Stoffen hängte.

en diesen Körpern war die Längsrichtung des zwischen die gebrachten Stückes so gewählt, dass die durch die moleculare dingte Einstellung der durch die Gestalt bedingten entgegen-

en Körpern, deren Masse diamagnetisch war, stellte sich die ng des horizontalen Querschnittes zwischen den Polen äquaber und darunter axial, so bei Weinsäure, Wismuth, Citronen-

all, Phil. Trans. 1855, p. 1*; Phil. Mag. [4] 10, p. 162*.

säure, Salpeter, Schwerspath u. s. w., dagegen bei allen magneti-
Körpern zwischen den Polen axial, darüber und darunter äquatorial
bei Kaliumeisencyanid, Beryll, Eisenvitriol, Spatheisenstein, Turm
schwefelsaurem Nickeloxydul u. s. w.

In Folge dieser und ähnlicher Versuche glaubte man früher, di
den verschiedenen Richtungen in den Krystallen wirkende Magnekry
kraft von den auf ihre Masse wirkenden magnetischen Kräften un
scheiden zu dürfen, und nahm an, dass die Magnekrystallkraft mit
Entfernung von den Polen langsamer abnehme als die letzteren Kr
eine Vermuthung, die durch obige Erklärung beseitigt wird.

1043 Plücker [1]) hat untersucht, ob der Magnetismus auf Krystallbildung einen Einfluss haben könnte. Er goss in runde, zwischen den Polen eines Elektromagnetes stehende Porzel schale von 20 mm Durchmesser, welche in einem Sandbade erwärmt geschmolzenes Wismuth und liess dasselbe langsam erkalten. Auf erstarrten Masse wurde die äquatoriale Richtung durch eine Linie zeichnet. Wurde sie für sich zwischen den Polspitzen horizontal gehängt, so stellte sich jene äquatoriale Linie wieder äquatorial Wismuth, welches in länglichen, axial gerichteten Rinnen von 12 mm Länge und 6 mm Breite auf einem Stück Holzkohle zwis den Polen des Magnetes erstarrt war, nahm gleichfalls beim fr Aufhängen dieselbe Stellung ein, wie beim Erstarren. — Ähnl Versuche hat auch der Verfasser [2]) angestellt. — Indess ist zu un suchen, ob nicht etwa die hierbei verwendeten Wismuthmassen ger Spuren Eisen enthielten, welche durch die magnetische Anziehung der geschmolzenen Masse sich gegen die Magnetpole hinzogen und b Aufhängen der erstarrten Masse die Einstellung bedingten. Farad hat in dieser Beziehung nur negative Resultate gefunden.

Auch Versuche von v. Quintus Icilius [4]), nach denen Wis beim Erstarren zwischen den Magnetpolen eine dauernde diamag sche Polarität annimmt, sind zu wiederholen, da das Wismuth e haltig war.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 76, p. 584, 1849*. — [2]) G. Wiedemann, Ann. 77, p. 537, 1849*. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. 22, §. 2507 u. 1848*. — [4]) v. Quintus Icilius, Gött. Nachr. 1860, p. 296*.

V. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper.

Wir haben schon §. 851 u. flgde. angeführt, dass der temporäre 1044
gnetismus des Eisens, Nickels und Kobalts beim Erhitzen nur bis zu m bestimmten Grade wächst, dann aber wieder abnimmt. Man kann auch zeigen, indem man zwischen den Polen des Magnetes in horialer Lage an einem dünnen, verticalen Platindraht befestigte Eisen- Nickelstäbchen an einem Coconfaden aufhängt. Erhitzt man sie h eine Flamme bis zum Glühen, so verlängert sich die Dauer ihrer wingungen um die axiale Lage.

Die Oxyde des Eisens, Nickels und Kobalts, in gleicher Weise bedelt, indem man sie z. B. für sich oder in Glasröhrchen aufgt, scheinen weniger an Magnetismus zu verlieren, als die Metalle st[1]).

Dieselben Resultate erhält man nach Plücker[2]), wenn man die stanzen in Glas- oder Metallschälchen erwärmt, sie so an eine Wage gt und von den Magnetpolen abreisst. Durch ein in die Schälchen gettes Thermometer kann man die Temperatur der Körper bestimmen. — nimmt der Magnetismus des Eisenoxyds von 30° bis etwa 300 bis ° um 25 Procent ab; Nickeloxydul verliert beim Erwärmen von leren Temperaturen an viel Magnetismus, bei höheren ändert sich elbe mit weiterer Steigerung der Temperatur nur wenig.

Dass nach meinen Versuchen der Magnetismus m_t der Salze in n Lösungen bei verschiedenen Temperaturen t nahezu der Formel:

$$m_t = m_0\,(1 - 0{,}00325\,t),$$

m_0 der Magnetismus bei 0°, entspricht, ist schon §. 973 erwähnt den.

Bei diamagnetischen Körpern vermindert sich gleichfalls 1045
den Versuchen von Plücker mit Erhöhung der Temperatur Diamagnetismus. Indess ist diese Abnahme nicht bei allen en dieselbe. Beim Stearin, Schwefel und Quecksilber ist sie fast erklich, beim Wismuth nimmt der Diamagnetismus beim Erwärmen der Lufttemperatur bis zum Schmelzpunkt bis etwa auf den sechs- Theil ab. — Nach Matteucci[3]) ist diese Abnahme noch bedeuten- Er brachte zwischen die Magnetpole ein Stäbchen von kaustischem , dessen eines Ende ausgehöhlt war. Eine Spur Kolkothar bete, dass dasselbe von den Magnetpolen angezogen wurde. Wurden

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. **21**, §. 2343 u. flgde. 1846*. — [2]) Plücker, Ann. **74**, p. 370, 1848*, **75**, p. 177, 1848*. — [3]) Matteucci, Compt. **36**, p. 740, 1853*.

in die Höhlung einige Gramme Wismuth gebracht, so wurde e
gestossen; wurde das Wismuth geschmolzen, so ergab sich eine
ziehung, die indess wieder der Abstossung Platz machte, sobald
Wismuth erstarrte. — Der Schluss, welchen Matteucci hieraus
dass der Diamagnetismus des Wismuthes beim Schmelzen aufhört
nicht ganz gerechtfertigt; derselbe braucht nur sehr stark vermi
zu sein.

Einige fernere Versuche über die Aenderung des Magnetismu
der Temperatur wurden von Faraday [1]) gemacht, indem er kleine
den Körpern geformte Stäbe zwischen den Magnetpolen an einem F
aufhängte und durch Torsion desselben aus ihrer Gleichgewicht
in die um 180° dagegen gedrehte Lage herumwarf.

Bei einem Spatheisensteinplättchen, dessen magnetische Axe ve
hing, und welches in einem Oelbade zwischen den Magnetpolen erw
wurde, ergab sich zwischen 35° und 142° C. die Abnahme der mag
schen Kraft für 10° C. etwa gleich $^1/_{30}$, also etwa wie bei den gel
Salzen. Indess ist hierbei zu berücksichtigen, dass der Diamagnetismu
Oeles, in welchem der Krystall hing, sich gleichfalls mit der Temper
erhöhung geändert haben konnte.

Beim Abkühlen vermehrt sich der temporäre Magnetismus
Stoffe wieder. Indess ist diese Zunahme beim Mangan und Chrom
merklich [2]).

1046 Da die Abnahme des Diamagnetismus mit der Temperaturerhö
geringer ist, als die Abnahme des Magnetismus, wäre zu vermu
dass bei starker Erkältung unmagnetische und diamagnetische Kö
temporären und permanenten Magnetismus annehmen könnten. D
Abkühlung bis — 104° C. in einem Bade von fester Kohlensäure
Aether im Vacuum ist es indess Faraday [3]) nicht gelungen, irgend e
diamagnetischen Stoff magnetisch zu machen.

Die verschieden starke Abnahme des Magnetismus und Diama
tismus mit der Temperatur bei verschiedenen Körpern kann bewi
dass das magnetische Verhalten einzelner, aus magnetischen und dia
netischen Substanzen gemengter Stoffe sich umkehrt. — So ist
unreines, eisenhaltiges Quecksilber bei niederen Temperaturen magne
bei höheren Temperaturen diamagnetisch [4]).

1047 Auch bei den Gasen ändert die Temperaturerhöhung den Magn
mus. Dies zeigte Faraday [5]), indem er in ein Glasrohr eine k

---

[1]) Faraday, Exp. Res. 30, §. 3421 u. flgde. 1855*. — [2]) Faraday,
Mag. [3] 14, p. 161, 1839*; Pogg. Ann. 47, p. 218*; Phil. Mag. [3] 27,
1845*; Exp. Res. 3, p. 444*; Pogg. Ann. 65, p. 643*. — [3]) Faraday, l
[4]) Plücker, Pogg. Ann. 74, p. 379, 1848*. — [5]) Faraday, Phil. Ma
31, p. 416, 1847*; Exp. Res. 3, p. 485*; Pogg. Ann. 73, p. 256*; Exp. Re
p. 2855, 1850*.

irale von Platindraht einlegte und sie durch einen galvanischen Strom m Glühen brachte. Er leitete durch das Rohr verschiedene Gase zwi- hen die Pole eines Elektromagnetes und bestimmte die Richtung des issen Gasstromes entweder durch das Gefühl mit dem Finger oder rch ein gewöhnliches Thermometer oder ein Breguet'sches Thermoskop, elches dem Ausströmungsrohr gegenübergestellt war, oder indem er n Gasstrom auf eine dünne, mit Wachs überzogene Glimmerplatte lei- te und die Stelle beobachtete, an der durch den Gasstrom das Wachs bschmolz. Die Gase strömten, wie bei den früheren Versuchen (§. 919), einem Kasten aus, welcher die Pole des Magnetes überdeckte und eist mit demselben Gase gefüllt war.

War z. B. der Kasten mit Luft gefüllt und liess man einen heissen uftstrom von unten nach oben durch den Zwischenraum zwischen den agnetpolen strömen, so wich er in äquatorialer Richtung ab. Während s Wachs auf der Glimmerplatte vor der Erregung des Magnetes ge- de über der Ausströmungsöffnung abschmolz, war die Stelle des Ab- hmelzens nach der Erregung des Magnetes in äquatorialer Richtung rschoben. Der Magnetismus der Luft nimmt also mit der Erwär- ung ab.

Ein Kohlensäurestrom wurde ebenfalls in äquatorialer Richtung ab- lenkt; Stickstoff war indifferent; bei Sauerstoff war der Verlust an gnetismus sehr bedeutend. — Bei ölbildendem Gase nimmt der amagnetismus mit der Temperaturerhöhung stark zu, bei Wasserstoff niger.

Von besonderem Interesse ist der starke Diamagnetismus der Flamme 1048
nd des Rauches, welcher erstere zuerst von Bancalari[1]) beobachtet orden ist. Die Flamme und der Rauch sind dabei als Gemenge von ühenden Gasen mit den in denselben ausgeschiedenen, gleichfalls ühenden, festen Körpern anzusehen[2]).

Lässt man von einer Räucherkerze oder einem Stück glimmenden uerschwamms oder von einem mit Grünspan gefärbten und nach dem ennen ausgeblasenen Wachsstok den Rauch zwischen den Magnet- len hindurchgehen, so wird er kaum aus seiner verticalen Rich- ng abgelenkt, wenn die Kerze oder der Schwamm mehrere Zoll unter n Magnetpolen stehen, der Rauch also schon kalt geworden ist. Er rd aber in äquatorialer Richtung aus der Verbindungslinie der beiden le herausgetrieben, wenn der glimmende Körper den Magnetpolen her steht, so dass der zwischen sie kommende Rauch noch heiss ist[3]). r heisse Rauch ist also diamagnetischer als kalter.

---

[1]) Bancalari-Zantedeschi, Raccolta 3; Pogg. Ann. 73, p. 286, 48*. — [2]) Faraday, Phil. Mag. [3] 31, p. 401, 1847*; Exp. Res. 3, p. 467*. — Faraday, l. c.

1049 Legt man zwei konische Halbanker auf den Elektromagnet und st… dazwischen eine Kerzenflamme, so drückt sie sich beim Magnetisiren … axialer Richtung zusammen und dehnt sich in äquatorialer Richtun… aus. Die Flamme verkürzt sich dabei in ihrer Höhe, brennt aber le… haft, indem Luftströme von den Polen zur Flamme gehen.

Fig. 294 bis 297 stellen die verschiedenen Gestalten der Flam… einer Stearinkerze dar, wenn sie verschieden gegen die Magnetpole g… stellt wird und letztere ihr mehr oder weniger genähert werden.

Fig. 294.



Fig. 295.



Bei Fig. 294 und 295 stehen die Polspitzen in 35 mm Abstand v… einander auf $^7/_8$ der Höhe der Flamme; Fig. 294 ist der äquatori… Fig. 296 der axiale Durchschnitt derselben; bei Fig. 296 stehen die P… auf $^1/_2$ der Höhe, bei Fig. 297 dicht über dem Docht.

Fig. 296.



Fig. 297.



Steht die Flamme ganz über der Polfläche, so bewirkt diese A… stossung an Stelle der Verbreiterung eine Verlängerung nach oben[1]) … In allen Fällen wird sie also abgestossen.

Eine grosse Flamme von Aether, welcher auf Baumwolle getr… ist, theilt sich, wenn sie zwischen den Magnetpolen hinaufbrennt, in … ganz getrennte, auf beiden Seiten der axialen Linie liegende Theile.

Flammen von Schwefel, Phosphor, Alkohol, Wasserstoff verha… sich ebenso. Selbst auch die Flamme von Alkohol, die aus einem … mit Eisentheilchen bestreuten Dochte herausbrennt und deshalb … gefärbt ist, zeigt das gleiche diamagnetische Verhalten[2]). Der Ei…

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. 73, p. 559, 1848*. — [2]) Plücker, l. c.

ı Magnesia, welcher von einem unter den Halbankern brennenden gnesiumdraht aufsteigt, theilt sich ebenfalls sehr schön in der Aequaialebene in eine U förmige Gestalt[1]).

Mit einem schwachen Magnet kann man die Wirkung auf die ımme in einer etwas veränderten Weise sehr gut zeigen. Man legt f die Polflächen Anker mit parallelepipedischen Flächen so, dass ztere in einem spitzen Winkel von etwa 15° mit ihrer einen senkrechı Kante nahe an einander treten. Die völlige Berührung hindert n durch ein zwischengelegtes Stück Messingblech. Lässt man eine rzenflamme zwischen den Flächen gerade in die Höhe brennen und liesst den den Magnet erregenden Strom, so wird sie in schräger htung aus dem Zwischenraum zwischen den Polflächen hinausrieben.

Wendet man durchbohrte Magnetpole an, so ziehen sich neben der ıatorialen Ausbreitung auch wohl noch zwei Streifen von der Flamme die Durchbohrungen hinein[2]).

Bei Erhöhung der Temperatur nimmt auch die Kraft, mit 1050 lcher sich die Krystalle zwischen den Magnetpolen einstelı, ab, sowohl wenn ihre Masse magnetisch, als auch wenn sie diamagisch ist. Dies lässt sich an einem Wismuthkrystall zeigen. — Einige ıauere Versuche hierüber hat Faraday[3]) angestellt, indem er, wie in 1003, die Torsion des die Krystalle zwischen den Magnetpolen tragenı Fadens bestimmte, bei welcher dieselben um 180° umschlugen. e Krystalle hingen dabei an einem Draht in einem Kupfercylinder von l Zoll Durchmesser und 3 Zoll Tiefe, welcher mit Camphin, Wasser oder l gefüllt war und in einen zwischen die Magnetpole gestellten, mit l oder mit Wasser gefüllten parallelepipedischen kupfernen Kasten ıgesetzt wurde. Letzterer wurde erhitzt und die Temperatur der üssigkeit bestimmt.

So war die zum Umschlagen des Krystalles erforderliche Torsion s Fadens bei einem in Oel aufgehängten Wismuthkrystall:

Temperatur:	137°	115°	100°	90°	80°	65°	55°	45°	36° C.
Torsion:	82	87	105	109	119	138	145	160	175

Innerhalb der Grenzen der Versuche nimmt die Kraft für 100° C. mperaturerhöhung etwa um 0,53 ab. — Aehnliche Werthe ergab Untersuchung eines anderen Krystalles in Wasser, und von Wismuth, lches in einer Richtung comprimirt war. — Ein Antimonkrystall verlor dunkler Rothglühhitze seine Magnekrystallkraft.

Beim Turmalin nahm die Kraft der Einstellung mit der Tempeurerhöhung von — 14° bis + 143° C. etwa um 0,5 ab.

---

[1]) Chautard, Compt. rend. 64, p. 1142, 1867*. — [2]) Faraday, l. c. — Faraday, Exp. Res. 22, §. 2570, 1848*; 30, §. 3394 u. flgde. 1855*.

Ein Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul verlor zwischen 0° und 138° C. etwa ²/₃ von seiner Magnekrystallkraft. Der Verlust war zwischen — 14° und 0° etwa 4 mal so gross, als bei einer gleichen Temperaturänderung zwischen 129° und 143°. — Dies ist ein anderer Werth, als der §. 1044 für die Aenderung des Magnetismus der Masse desselben Körpers mit der Temperaturerhöhung gefundene.

Krystalle von Doppelspath besitzen eine zu geringe Magnekrystallkraft, andere Krystalle zerspringen zu leicht, um bei diesen Untersuchungen benutzt werden zu können.

Zweites Capitel.

Beziehungen des galvanischen Stromes und des Magnetismus zum Licht und zur strahlenden Wärme.

I. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes und der Wärme durch elektromagnetische Einwirkungen.

Drehung der Polarisationsebene beim Durchgang des Lichtes durch Dielektrica.

Umkreist ein galvanischer Strom einen durchsichtigen Körper oder 1051
findet sich der Körper in der Nähe der Pole eines Magnetes, so wird der Durchgang des Lichtes durch denselben geändert. Diese Aenderung lässt sich durch eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes wahrnehmen. Sie ist zuerst von **Faraday**[1]) nachgewiesen worden.

Man legt eine etwa 100 bis 200 mm lange, an beiden Enden mit planparallelen Glasplatten geschlossene Röhre, welche mit Schwefelkohlenstoff gefüllt ist, oder ein etwa 4 bis 8 cm langes, an seinen beiden Enden plangeschliffenes Prisma von Flintglas oder von **Faraday's** schwerem Glase in den inneren Raum einer etwa 5 cm weiten Spirale von etwa 500 bis 600 Windungen von 1 mm dickem, übersponnenem Kupferdraht. Man stellt vor das eine Ende ein polarisirendes **Nicol'sches** Prisma, an welchem auf der Seite der Spirale eine Linse von etwa [illegible] mm Brennweite angebracht ist, vor das andere ein zweites, mit einer Alhidade versehenes, auf einem verticalen Kreise drehbares, analysirendes **Nicol'sches** Prisma. Man stellt beide Prismen so ein, dass ihre Polarisationsebenen einen Winkel von 90° mit einander machen. Lässt man von einer vor das polarisirende Prisma gestellten Lampe Licht durch die beiden Nicols und den dazwischen befindlichen durchsichtigen Körper fallen, so wird es ausgelöscht; in der Mitte des Gesichtsfeldes des analysirenden Prismas erscheint ein dunkler Strich. Leitet man aber

---

[1]) **Faraday**, Exp. Res. Ser. **19**, 1846*; vergl. in Bezug auf die Anstellung der Versuche auch **R. Böttger**, Pogg. Ann. **67**, p. 290, 350, 1846*.

durch die Spirale einen Strom von starker Intensität, z. B. von 8 Bunsen'schen Elementen, so verschwindet die Dunkelheit, man muss das analysirende Prisma um einige Grade nach rechts links drehen, um den dunklen Strich wieder in die Mitte des Gesicht des zu bringen. Mithin ist die Polarisationsebene des, durch die Fl keit hindurchgehenden, polarisirten Lichtstrahles um ebenso viele nach rechts oder links gedreht worden. — Diese Drehung findet be genannten, sowie bei den meisten übrigen durchsichtigen Stoffen i gleichen Richtung statt, in welcher der galvanische Strom dieselbe kreist. — Aendert man während des Versuches die Richtung des St durch einen Gyrotrop, so entspricht die gesammte Drehung, welche dem analysirenden Prisma geben muss, um wiederum das Licht zulöschen, dem doppelten Drehungswinkel der Polarisationsebene den in der einen Richtung herumgeleiteten Strom.

1052 Mit verhältnissmässig schwächeren Strömen kann man die Dre der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom deutlich nehmen, wenn man sich an Stelle der genannten durchsichtigen einer Flüssigkeit bedient, welche schon für sich die Polarisation des Lichtes dreht, z. B. der Zuckerlösung, des Terpentinöls. Man vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spirale das analysir Nicol'sche Prisma so ein, dass man die Uebergangsfarbe (röthlich- erblickt und der eine Rand des Gesichtsfeldes röthlich, der andere lich gefärbt ist. Beim Durchleiten des Stromes durch die Spirale ä sich jene Farbe mehr ins Blaue oder mehr ins Rothe, und man durch Drehen des Prismas die Uebergangsfarbe wieder herstellen Auch bei nicht für sich drehenden Substanzen kann man diese Me anwenden, wenn man den polarisirten Lichtstrahl durch eine krystallplatte gehen lässt, welche senkrecht zur optischen Axe geschn ist, und ihn dann erst in den der Einwirkung des Stromes ausgese Körper eintreten lässt. Durch die Krystallplatte wird die Polarisat ebene gedreht, und man beobachtet bei einer gewissen Einstellung analysirenden Prismas die Uebergangsfarbe. Leitet man nun den S durch die Spirale, so wird die Polarisationsebene in dem durchsich Körper in dem einen oder anderen Sinne gedreht, und man bemerkt an der Aenderung der Farbe.

1053 Noch besser stellt man zwischen das polarisirende Nicol'sche Pr und den dem Einflusse des Stromes unterworfenen Körper eine sogena „Doppelplatte", d. i. eine Bergkrystallplatte, die aus zwei neben einan gelegten, senkrecht zur optischen Axe geschnittenen Platten besteht, w die Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe gleich stark nach re und links drehen. Man sieht beide Hälften durch das analysirende N welches um 90° gegen das polarisirende gedreht oder ihm parallel gleich gefärbt, z. B. in der Uebergangsfarbe. Schliesst man den un

urchsichtigen Körper geleiteten Strom, so addirt sich die dadurch bewirkte Drehung der Polarisationsebene in demselben zu der Drehung durch die eine Hälfte der Doppelplatte und subtrahirt sich von der durch die andere Hälfte derselben. Die Farben beider Hälften werden ungleich. Um sie wieder gleich zu machen, muss man das analysirende Nicol um denselben Winkel zurückdrehen, um welchen durch den galvanischen Strom die Polarisationsebene gedreht worden ist[1]. — Die Gleichheit der Farben kann man auch ohne Drehung des analysirenden Nicols durch einen Soleil'schen Compensator erreichen.

Schiebt man in die Spiralen, welche den durchsichtigen Körper enthalten, dünne Eisenröhren ein, so steigert sich die Drehung der Polarisationsebene; nimmt man die Eisenröhren dicker, so vermindert sie sich wieder, indem die auf die Körper wirkende Kraft dadurch geschwächt wird[2]. 1054

Dagegen hat das Zwischenschieben unmagnetischer und schwach diamagnetischer Körper, wie Wasser, keinen Einfluss, da ihre Magnetisirung zu schwach ist. — Dasselbe zeigt sich bei den im Folgenden zu erwähnenden Versuchen bei Zwischenstellung derartiger Körper zwischen die Magnetpole und das ihrer Einwirkung unterworfene Dielektricum[3].

Durch den Entladungsstrom der Leydener Batterie wird ebenfalls die Polarisationsebene gedreht; dabei bewirkt jede einzelne der Partialentladungen, aus denen derselbe zusammengesetzt ist (siehe das Capitel Induction), für sich eine Drehung, wie Bichat und Blondlot[4]) gezeigt haben. 1055

Zwischen zwei gekreuzte Nicols wurde der zu untersuchende Körper, Flintglas, Schwefelkohlenstoff, in eine Spirale von dünnem, langem Drahte gebracht. Durch dieselbe wurde mittelst eines Funkenmikrometers die Entladung einer Batterie geleitet. Bei jeder Entladung hellte sich das Gesichtsfeld auf, wurde also die Polarisationsebene gedreht.

Wurde der Polarisator mit einem verticalen Spalte versehen und das Bild durch einen rotirenden Spiegel beobachtet, durch dessen Rotation zugleich die Entladung in einem geeigneten Momente bewerkstelligt wurde, so sah man eine Reihe heller und dunkler Streifen, welche den Oscillationen der Entladung entsprachen. Drehte man den Analysator um einen kleinen Winkel im einen oder anderen Sinne, so schwächten sich die geraden und hellten sich die ungeraden Bilder auf, oder umgekehrt, so dass also die Drehung der Polarisationsebene den Oscillationen des Entladungsstromes folgt:

---

[1] Pouillet, Compt. rend. 22, p. 135, 1846*. — [2] Faraday, Exp. Res. Ser. 19, §. 2209*; auch Gernez, Institut, p. 374, 1872*. — [3] Goossens, Wied. Ann. 4, p. 616, 1878*. — [4] Bichat und Blondlot, Compt. rend. 94, p. 1590, 1882*; Beibl. 6, p. 810*.

1056 Beobachtet man in demselben Spiegel den vor einem Spalte überschlagenden und von einem festen Spiegel auf den rotirenden reflectirten Entladungsfunken, welcher sich dabei in die den oscillatorischen Entladungen entsprechenden Bilder theilt, und zugleich die durch die Entladung erzeugte Drehung der Polarisationsebene, so fallen die hellen Streifen beider Phänomene zusammen und ebenso die dunklen, auch bei schneller Drehung des Spiegels. Beide Erscheinungen sind also gleichzeitig. Die Verschiebung des Bildes des Entladungsfunkens bei einer geringen Drehung des festen Spiegels zeigt, dass die Coincidenz um weniger als $^1/_{3000}$ Secunde genau sein muss. Villari (s. w. u.) hat bei schneller Drehung eines Flintglascylinders zwischen den Magnetpolen ein Verschwinden der Drehung der Polarisationsebene beobachtet, wonach die Erzeugung dieser Drehung im Flintglas 0,0012 bis 0,0041 Secunden erforderte. Das letztere Phänomen muss also auf anderen Gründen beruhen, als das oben beobachtete, gleichzeitig mit der elektrischen Einwirkung stattfindende.

1057 Auch durch die Einwirkung eines Magnetes kann die Polarisationsebene in den seiner Wirkung ausgesetzten Körpern gedreht werden. Zu diesem Ende legt man auf die beiden Pole eines recht starken Elektromagnetes zwei flache Prismen von Eisen als Halbanker auf und bringt zwischen dieselben den durchsichtigen Körper, „das Diamagneticum“, so dass seine obere Hälfte über ihre oberen Flächen hinausragt. Vor den Polflächen stellt man das polarisirende und analysirende Nicol'sche Prisma so auf, dass der von einer Lampe kommende, durch ersteres polarisirte Strahl dicht über denselben in axialer Richtung durch den durchsichtigen Körper geht und in das analysirende Prisma gelangt[1].

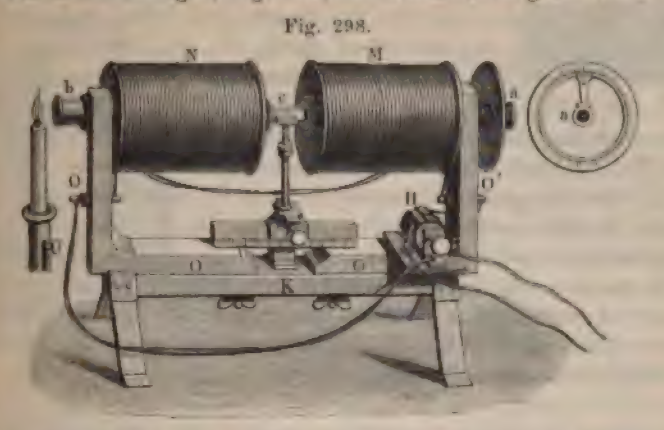
Zweckmässiger, als bei dem angegebenen Verfahren, durchbohrt man die Halbanker des Magnetes in axialer Richtung und leitet den polarisirten Lichtstrahl durch jene Durchbohrungen und das zwischen die Anker gelegte Diamagneticum.

Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wird die Polarisationsebene des Lichtes in dem durchsichtigen Körper gedreht, was man in ganz gleicher Weise wie bei den §. 1051 beschriebenen Versuchen beobachten kann. Die Richtung der Drehung entspricht den dort gemachten Angaben. Vergegenwärtigt man sich die Richtung der Ampère'schen Molecularströme in den dem Diamagneticum zunächst liegenden Ankerflächen, welche der Richtung eines um dieselben geleiteten Stromes entspricht, der ihren Magnetismus erzeugen könnte, so wird die Polarisationsebene in den meisten Fällen in demselben Sinne gedreht, in welchem jene Molecularströme fliessen. — Bei dem Wechsel der Richtung des magnetisirenden Stromes und also auch der Polarität des Magnetes ändert sich entsprechend die Richtung der Drehung der Polarisationsebene.

[1] Faraday, l. c.

Sehr zweckmässig benutzt man zu diesen Versuchen einen Elektro- 1058
net nach der Construction von Ruhmkorff (§. 366)[1]. Die horizon-
Arme dieses Magnetes werden in der Richtung ihrer Axe durch-
t; vor die Oeffnung b, Fig. 298, der Durchbohrung des einen Armes

Fig. 298.



ein Nicol'sches Prisma als Polarisator gebracht, vor der entgegen-
tzten Oeffnung a der Durchbohrung des anderen Armes ein zweites,
seine Axe drehbares analysirendes Nicol'sches Prisma aufgestellt.
teres kann man auch vor dem Objectiv eines kleinen Fernrohres be-
gen, mit dem es sich um die gemeinschaftliche Axe drehen lässt.
Drehung wird durch einen, an dem Nicol'schen Prisma oder Fern-
angebrachten und auf einer festen Kreistheilung laufenden Nonius
lesen. Vor das polarisirende Prisma stellt man eine enge Spalte und
t das Fernrohr so ein, dass man dieselbe deutlich sieht. Legt man
chen die Pole des Magnetes ein Stück Faraday'sches Glas, so
t sich bei der Erregung des Magnetes die Drehung der Polarisations-
ne des in der Richtung ba durch den Apparat hindurchgeleiteten
htstrahles sehr deutlich, und man kann die zum Auftreten verschiede-
Farben, z. B. der Uebergangsfarbe, erforderliche Drehung bestim-
oder bei Anwendung homogenen Lichtes die zur Auslöschung einer
timmten Farbe nöthige Drehung des analysirenden Nicols von seiner
90° gegen die Lage des polarisirenden Prismas geneigten Stellung
messen.

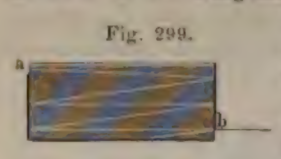
Man kann die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch 1059
Magnet wesentlich verstärken, wenn man den Lichtstrahl in dem, sei-
Wirkung ausgesetzten Medium öfter hin- und hergehen lässt. Zu dem
e versilbert Faraday[2]) die parallelen, ebengeschliffenen Endflächen

---

[1]) Biot, Compt. rend. 23, p. 538, 1846*. — [2]) Faraday, Phil. Mag. [3]
p. 153, 1846*; Exp. Res. 3, p. 453*; Pogg. Ann. 70, p. 283*.

eines Parallelepipeds von schwerem Glase, Fig. 299, und entfernt nur an zwei in der Diagonale desselben liegenden Stellen *a* und *b* dieser Flächen die Silberbelegung. Er legt das Prisma so zwischen die Magnetpole, dass seine versilberten Endflächen den Polen zugekehrt sind, und lässt durch die eine der freien Stellen, nahezu der Axe parallel, einen polarisirten Lichtstrahl einfallen. Durch wiederholte Reflexionen an den versilberten Endflächen wird der Strahl gezwungen, 17 bis 19 mal hin- und herzugehen, ehe er aus der freien Fläche der, der Eintrittsstelle gegenüberliegenden Seite des Parallelepipeds austritt und dort in das analysirende Prisma fällt. Da die Polarisationsebene des Lichtstrahles bei jedem Hingang und Hergang für einen Beobachter, welcher den austretenden Strahl durch das analysirende Prisma betrachtet, nach derselben Seite gedreht wird, so ist diese Drehung im vorliegenden Falle auch 17 bis 19 mal so gross, als wenn der Lichtstrahl nur einmal direct hindurchgegangen wäre.

Fig. 299.



1060 In dieser Beziehung besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen der Drehung der Polarisationsebene in einem zwischen den Polen des Magnetes befindlichen Körper und in Körpern, welche für sich die Polarisationsebene drehen, wie Bergkrystall, Glasröhren voll Terpentinöl u. s. w. In letzteren wird die Polarisationsebene eines polarisirten Strahles in einem in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles gleich bleibenden, constanten Sinne gedreht, so dass, von welcher Seite das Licht auch in den Körper einfällt, doch ein Beobachter an der gegenüberliegenden Seite die Polarisationsebene in demselben Sinne, z. B. nach rechts, gedreht findet. Wird die Polarisationsebene zwischen den Magnetpolen gedreht, so ist die Drehung unabhängig von der Richtung des Lichtstrahles und nur bedingt durch die Lage der Magnetpole. Geht also der Lichtstrahl vom Südpol zum Nordpol, so findet die Drehung bei den meisten Körpern, vom Nordpole aus betrachtet, in der Richtung der Bewegung der Zeiger der Uhr statt, geht aber der Lichtstrahl umgekehrt, in entgegengesetzter Richtung. — Ganz ebenso verhält es sich, wenn die Drehung durch Einlegen der Substanzen in eine vom Strome durchflossene Spirale bewirkt wird. Auch hier ist sie nur von der Richtung des Stromes in den Windungen der letzteren bedingt und von der Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles unabhängig.

1061 Auch schon durch einen Magnetpol wird die Polarisationsebene gedreht, wie Bertin[1]) gezeigt hat, indem er einen Nörremberg'schen Polarisationsapparat mit seinem unteren, horizontalen Glasspiegel auf die horizontale Polfläche eines Elektromagnetes stellte und die

[1]) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **23**, p. 14*, **75**, p. 4.8. 184

n Stück Faraday'schen Glases legte. Hierbei läuft der auf den piegel geworfene, polarisirte Lichtstrahl durch das Glas in doppelter ichtung, und bei der Magnetisirung des Magnetes erhält man eine beeutende Drehung, die bei Bertin's Versuchen für eine 18 mm dicke Glasplatte 10°, für eine 48 mm dicke 21° betrug. — Noch stärker wird bei diesen Versuchen die Drehung, wenn man nach Müller[1]) das Faraday'sche Glas *d*, Fig. 300, auf den Spiegel *m m* des Polarisationsapparates stellt, welcher auf dem einen Pole des Elektromagnetes liegt, und auf den zweiten Pol des Magnetes einen eisernen Bügel *B* schraubt, welcher gerade über dem Faraday'schen Glase *d* einen hohlen Eisencylinder C trägt. In diesem wird ein gleichfalls durchbohrtes eisernes Rohr von etwa 5 mm innerer Oeffung und 5 mm Wanddicke bis auf das Glas *d* hinuntergeschoben und dieser Lage durch die Schraube *s* festgehalten. Durch Holzschrauben ird der Bügel *B* an dem Brette *t* befestigt, so dass er in seiner Lage rbleibt. Ueber *n* befinden sich die übrigen Theile des Polarisationsparates, die geneigte Glasplatte, durch welche das von der Seite komende Licht in der Richtung von *n* nach *m* reflectirt wird und nach der flexion von *m* zum darüber befindlichen analysirenden Prisma gelangt.

Fig. 300.



Liegt der durchsichtige Körper, statt auf einem Pole eines Elektrognetes, neben demselben, so entspricht die Richtung der Drehung der larisationsebene in den meisten Fällen der Richtung der Molecularöme, welche in einem an seine Stelle gebrachten Eisenstab inducirt rden wären[2]).

Will man die galvanische oder magnetische Drehung der Polarisa- 1062
nsebene für die verschiedenen Farben des weissen Lichtes bestimmen, muss man das Licht, welches durch den Polarisationsapparat und den r elektromagnetischen Einwirkung ausgesetzten, durchsichtigen Körper durchgegangen ist, noch durch ein Prisma zerlegen.

Zu diesen Versuchen habe ich[3]) mich im Jahre 1851 einer Methode dient, welche im Wesentlichen schon von Broch und Foucault angeben war und mit unwesentlichen Abänderungen unter Anwendung es Spectralapparates die folgende ist[4]).

Man lässt das Licht durch einen Heliostat auf ein, auf einem Theilise drehbares Nicol'sches Prisma, sodann durch die der elektrischgnetischen Einwirkung ausgesetzte Substanz und durch ein zweites

[1]) Müller, Lehrb. d. Phys. [5] 2, p. 427, 1857*. — [2]) Faraday, l. c. — . Wiedemann, Pogg. Ann. 82, p. 215, 1851*. — [4]) Vergleiche Verdet, . de Chim. et de Phys. [3] 69, p. 1, 1863*.

Nicol'sches Prisma fallen, und concentrirt dasselbe durch eine Cylinderlinse von etwa 1 cm Brennweite auf dem Spalte des Collimationsfernrohres eines Spectralapparates, in dessen Ocular man neben dem Fadenkreuz seitliche Schirme zur Abblendung des grössten Theiles des beobachteten Spectrums anbringt. Durch Drehen des ersten Nicol'schen Prismas kann man nach einander die verschiedenen, mit den einzelnen Fraunhofer'schen Linien zusammenfallenden Theile des Spectrums auslöschen deren Schwingungsebenen auf der des analysirenden Prismas senkrecht stehen, und so die Ablenkung ihrer Polarisationsebenen von der ursprünglichen Lage bestimmen.

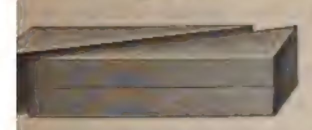
1063 Will man nur die Drehung für eine Farbe bestimmen, so kann man dieses Verfahren mit der Anwendung der Quarzdoppelplatte combiniren. Man lässt die durch eine Linse parallel gemachten Strahlen von Sonnen- oder Lampenlicht durch ein Nicol'sches Prisma und die der elektromagnetischen Einwirkung ausgesetzte Substanz gehen. Sodann fällt dasselbe auf ein analysirendes Nicol'sches Prisma und wird darauf durch einen Spectralapparat mit vertical gestelltem Spalt zerlegt. Stehen beide Nicol'sche Prismen so, dass ohne elektromagnetische Einwirkung die beiden Hälften der Doppelplatte direct die gleiche Farbe, also z. B. die Uebergangsfarbe zeigen, so erscheint in den beiden über einander befindlichen, den beiden Hälften der Doppelplatte entsprechenden Theilen des Spectrums eine dunkle Linie an der Stelle der jener Farbe complementär gefärbten Stelle (im betrachteten Falle an Stelle der Linie D). Wird nun die elektromagnetische Drehung in der Substanz hervorgerufen, so addirt sie sich zu der Drehung der einen Hälfte der Doppelplatte und subtrahirt sich von der der anderen. Die schwarzen Striche in der oberen und unteren Hälfte des Spectrums rücken aus einander nach rechts und links. Um sie zusammenzuführen, dass sie wieder eine gerade Linie bilden, muss man das analysirende Prisma um denselben Winkel zurückdrehen, um welchen die elektromagnetische Einwirkung die Polarisationsebene vorwärts gedreht hat. Man kann hierbei unter Anwendung von Lampenlicht eine Genauigkeit von $^1/_{10}{}^0$ erhalten; selbst bei zweimaligem Hin- und Hergang des Lichtes im Diamagneticum ist das Licht noch zur Anwendung dieser Methode hell genug. Sind die untersuchten Substanzen in ihrer Dicke nicht homogen, so erscheinen die schwarzen Linien in beiden Hälften des Spectrums verzerrt; indess kann man sie doch immer durch Drehung des analysirenden Nicols senkrecht über einander schieben und so auch in diesem Falle die elektromagnetische Drehung bestimmen [1]).

1064 Für die Bestimmung der Drehung verschiedener Farben bediente ich mich einer Doppelplatte, bestehend aus zwei Quarzkeilen, deren fla-

[1]) Lüdtge, Pogg. Ann. 137, p. 271, 1868*.

hen senkrecht gegen die optische Axe des Krystalls geschliffen sind, deren jeder aus einer oberen rechts drehenden und unteren links henden Hälfte besteht. Den einen dieser Keile kann man vermittelst

Fig. 301.



einer Mikrometerschraube an dem anderen verschieben und dadurch, wenn man an einer bestimmten Stelle des Doppelkeils einen polarisirten Lichtstrahl hindurchleitet, die Dicke an dieser Stelle so verändern, dass die Drehung der Polarisansebene für jede beliebige Farbe daselbst in den beiden Hälften des ils $\pm 90^{\circ}$ beträgt. Der Keil stellt demnach eine Doppelplatte von riabler Dicke dar.

Auch der Erdmagnetismus kann eine Drehung der Polarisations- 1065
ene hervorrufen, wie H. Becquerel[1]) gezeigt hat.

Man bringt zwischen ein polarisirendes Jellet'sches Prisma und en mit einem Fernrohre versehenen Analysator eine 0,5 m lange, t Schwefelkohlenstoff gefüllte, beiderseits mit planparallelen Glasatten geschlossene Röhre. An ihren Enden befinden sich Spiegel, an nen der vom Polarisator kommende Strahl so reflectirt wird, dass fünfmal die Länge der Röhre (2,5 m) durchläuft. Liegt die Röhre der Richtung des magnetischen Meridians, so ist die Polarisationsne, je nachdem man von Süd oder Nord hinein blickt, um 6,5 Minu- nach der einen oder anderen Seite gedreht, während sie bei einer f ersterer Richtung senkrechten Lage der Röhre unverändert bleibt. Drehung entspricht der Richtung der erdmagnetischen Wirng.

Schon bei Annäherung gewöhnlicher Magnete ändert sich dabei die ehung der Polarisationsebene.

Nach den Bestimmungen von H. Becquerel beträgt in einer 1 m gen Röhre voll Schwefelkohlenstoff für gelbes Licht die einfache elekmagnetische Drehung durch den Erdmagnetismus in Paris bei 0° C. 435 Minuten.

Die Abhängigkeit der Grösse der Drehung der Polari- 1066
tionsebene bei directer Einwirkung eines um die durchsichtigen rper geleiteten galvanischen Stromes von der Intensität des omes und der Farbe des hindurchgehenden Lichtes habe [2]) nach einer der §. 1062 beschriebenen sehr ähnlichen Methode

[1]) Henri Becquerel, Compt. rend. 86, p. 1075, 1878*, 89, p. 838*; . de Chim. et de Phys. [5] 19, p. 90, 1880, [5] 27, p. 312, 1882*; Beibl. , 357*, 4, p. 292, 7, p. 625* u. a. a. O. Die weiteren Ausführungen dieses enstandes liegen ausserhalb des Bereiches dieses Werkes. — [2]) G. Wiedenn, Pogg. Ann. 82, p. 215, 1851*.

unter Anwendung verschiedener Flüssigkeiten bestimmt. Dieselben fanden sich in Röhren von 201,5 bis 210 mm Länge, welche vorn hinten durch parallele Glaswände geschlossen waren. Die Röhren l in einer 260 mm langen Drahtspirale, auf welche etwa 6 kg Kupferd von 2,3 mm Dicke gewickelt waren. Durch diese Spirale wurde ver telst eines Gyrotrops ein Strom in abwechselnder Richtung geleitet. abgezweigter Theil desselben durchlief den Draht einer Tangentenbus durch deren Ablesung seine Intensität bestimmt wurde.

Bei Flüssigkeiten, welche für sich die Polarisationsebene nicht d ten, z. B. Schwefelkohlenstoff, wurde der polarisirte Lichtstrahl d eine mit Terpentinöl gefüllte Röhre und dann erst durch die mit betreffenden Flüssigkeit gefüllte Röhre geleitet, und die Zu- oder Abna der Drehung der Polarisationsebene bei der Einwirkung des Stromes letztere bestimmt. Sie entspricht dann der durch den Strom bewirk Drehung.

Bezeichnet i die Intensität des Stromes, D, E, b, F die Drehung Polarisationsebene für die einzelnen Fraunhofer'schen Linien, so gab sich u. A.:

Schwefelkohlenstoff:

i	D	E	b	F
260	0,7	1,1	1,1	—
325	1	1,25	—	—
364	1	1,3	1,4	1,5
394	1,2	1,7	1,75	1,9
456	1,4	1,75	2,0	2,3
521	1,5	2,2	2,25	2,5

Terpentinöl:

i	C	D	E	b	F
0,435	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8
0,650	—	0,7	1,0	1,15	1,4
0,839	—	1,0	1,4	1,45	1,70
0,966	0,8	1,25	1,5	1,6	1,85
1,111	1,0	1,3	1,7	1,8	2,1
1,280	—	1,7	2,2	2,3	2,7

Die Drehung der Polarisationsebene in diesem Terpentinöl ohne Einwirkung des Stromes war für die Linien

C	D	E	b	F
22,5	29,4	39,25	41,1	48,7

Aus diesen Versuchen folgt: 1067

1) Die Drehung der Polarisationsebene ist der Intensität des dieselbe bewirkenden Stromes proportional[1]);

2) sie nimmt bei abnehmender Wellenlänge sowohl beim Schwefelkohlenstoff, wie beim Terpentinöl stetig zu.

Beim Terpentinöl ist innerhalb der Grenzen der Beobachtungen die durch den galvanischen Strom hervorgebrachte Drehung der verschiedenen Farben proportional der schon ohne Einwirkung des Stromes beobachteten Drehung derselben. — Indess ist dieses letztere Resultat nicht als allgemein gültig für alle, für sich drehenden Substanzen zu betrachten, da einzelne derselben für sich die Polarisationsebene für die verschiedenen Farben nach entgegengesetzten Seiten hin drehen; der galvanische Strom in ihnen aber für alle Farben die Drehung der Polarisationsebene nach derselben Seite, wenn auch in verschiedener Grösse, bewirkt.

Mit der Länge des, der Einwirkung eines Stromes in einer Drahtspirale oder einer magnetisirenden Kraft ausgesetzten Körpers nimmt, wenn alle Theile desselben gleichmässig erregt werden, die Drehung proportional zu[2]).

Die Abhängigkeit der Drehung der Polarisationsebene in 1068
einem zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgestellten Körper von den auf ihn wirkenden magnetischen Kräften ist von Verdet[3]) untersucht worden.

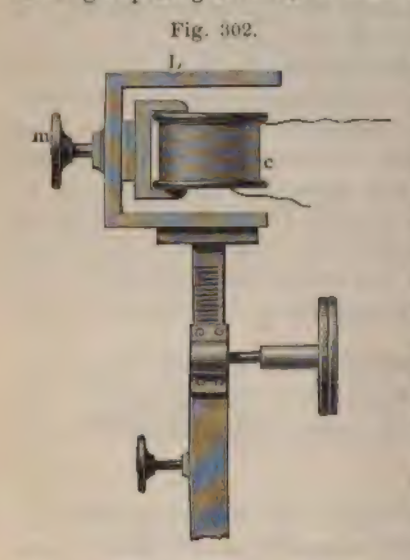
Auf die Pole eines Ruhmkorff'schen Magnetes von der in §. 366 beschriebenen Einrichtung, dessen horizontale, 200 mm lange und 75 mm dicke Schenkel durchbohrt waren, wurden zwei 50 mm lange Cylinder von weichem Eisen von 140 mm Durchmesser aufgeschraubt, welche gleichfalls in der Richtung der Axe durchbohrt waren. Standen die gegenüberliegenden Flächen dieser Cylinder etwa 50 bis 90 mm von einander, so konnte man eine durchsichtige Substanz, ein Stück Faraday'sches Glas, an jeder beliebigen Stelle zwischen ihnen aufstellen, ohne dass die Drehung der Polarisationsebene für die Uebergangsfarbe beim Durchgange des Sonnenlichtes in der Richtung der Axe der Schenkel und Cylinder sich änderte, vorausgesetzt, dass die Substanz nicht allzu nahe an die eine Polflächen gebracht wurde. Hiernach ist bei der angegebenen

[1]) Vergl. auch Faraday, l. c. — [2]) Faraday, l. c. — [3]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 41, p. 370, 1854*.

Vorrichtung die magnetische Wirkung auf die, an irgend einer S ganzen Feldes zwischen den Magnetpolen liegenden Molecüle des Glases höchstens um $^1/_{100}$ verschieden.

Um die Stärke des magnetischen Momentes an den einzel len zu bestimmen, wurde eine Drahtspirale c, Fig. 302, vo Höhe, 12,28 mm innerem und äusserem Durchmesser und a übersponnenem Kupferdraht von 0,5 mm Dicke an einem Rah durch eine Zahnstange auf und nieder bewegt werden konnte, die Magnetpole gebracht, so dass ihre Axe vertical stand. Si

Fig. 302.



durch den Knopf m um ei diese Axe und gegen die dungslinie der Centra der P senkrechte Axe um 90° ged den, so dass ihre Oeffnungen selnd nach oben und un gegen die Polflächen gericht Ihre Enden waren mit einem galvanometer verbunden. sammtintensität des bei de len Drehung der Spirale erhaltenen Stromes ist der schen Wirkung an ihrer St portional. — Unmittelbar Spirale wurde auf ihren Rah L die zur Untersuchung be durchsichtige Substanz gel der Messung der magnetisch durch Hinunterschrauben d mens zwischen die Magnetpole gebracht, und die Drehung, s die Uebergangsfarbe, sei es für den der Linie G nahezu entspre durch Kupferammonlösung hindurchgeleiteten, blauen Lichtst stimmt. Der den Magnet magnetisirende Strom wurde umgek wieder die Drehung bestimmt, nachdem der Magnetismus des M eine constante Grösse angenommen hatte. Nach Hinaufschrau Rahmens wurde nochmals durch Umdrehen der Drahtrolle un ob die jetzt stattfindende entgegengesetzte Magnetisirung des M seiner ersten Magnetisirung gleich war.

Die Summe der beiden beobachteten, nach entgegengesetzt gerichteten Drehungen der Polarisationsebene sei α, der durch di tion gemessene Magnetismus im magnetischen Felde m, die Zahl Erregung des Magnetes verwendeten Bunsen'schen Element Entfernung der Magnetpole von einander a. So ergab sich u. A

Faraday'sches Glas 40 mm dick:

Drehung der Uebergangsfarbe					Drehung für blaues Licht		
a	*n*	*m*	*α*	*α/m*	*m*	*α*	*α/m*
60 mm	20	143,37	9° 13′ 45″	3,86	157,5	16° 36′	6,32
80	20	115	7° 28′ 30″	3,90	119,0	13° 13′	6,66
60	10	112,37	7° 17′ 45″	3,89	109,6	11° 44′	6,42
90	10	63,62	3° 55′ 45″	3,71			

Schwefelkohlenstoff, 44 mm dicke Schicht:

Uebergangsfarbe			Blaues Licht		
m	*α*	*α/m*	*m*	*α*	*α/m*
150,37	6° 16′ 15″	2,50	148,5	10° 47′	4,37
94,19	3° 55′	2,49	124,5	9° 29′ 30″	4,57
69,00	2° 54′	2,52	94,4	7° 7′ 30″	4,53

Für ein Flintglasstück von 43,3 mm Dicke ergab sich ebenso ür die Drehung der Uebergangsfarbe $\alpha/m = 1{,}90$ bis 1,96.

Die Drehung der Polarisationsebene in jedem Theilhen einer einfach brechenden Substanz ist demnach direct roportional der auf dasselbe wirkenden magnetischen Kraft.

Nähert man daher z. B. einem Magnetpole, vor welchem sich ein urchsichtiger Körper befindet, von der Seite einen Eisenstab, so wird ie Drehung in dem Körper vermindert, da nun die magnetische Wirung auf ihn gleichfalls verringert ist [1]).

Legt man zwischen die Magnetpole ein kürzeres oder ein längeres 1069
tück Faraday'sches oder Flintglas und schiebt die Polflächen unmit-

[1]) Faraday, l. c. Früher hatte Bertin (Compt. rend. 26, p. 216*; Ann. Chim. et de Phys. [3] 23, p. 5, 1848*; Pogg. Ann. 74, p. 143*, 75, p. 420*) n empirischen Satz aufgestellt, dass die Drehung vor einem Magnetpole $= A\,r^b\,(1 - r^e)/(1 - r)$ ist, wo A der Drehungscoefficient, d. h. die Drehung einer den Pol berührenden Schicht von 1 mm Dicke, Ar die Drehung in mm Entfernung, e die Dicke des Diamagneticums ist. Bei Wirkung beider ole des Magnetes sollte die Drehung der Summe der Drehungen durch jeden Pol inzeln gleich sein.

telbar an die Endflächen derselben heran, so bemerkt man zuweilen in beiden Fällen gleiche Drehungen der Polarisationsebene, indem bei Anwendung des längeren Glases die Länge desselben, auf welche der Magnetismus einwirkt, sich vergrössert, während zugleich in Folge der grösseren Entfernung der Pole der auf jeden Punkt des Glases wirkende Magnetismus abnimmt [1]).

1070 Geht ein polarisirter Lichtstrahl in einer Linie, welche gegen die (axiale) Richtung der Wirkung der magnetischen Kraft geneigt ist, durch einen durchsichtigen Körper, so ist die Drehung der Polarisationsebene in ihm kleiner, als wenn das Licht in der axialen Richtung durch den Körper geht. Die Gesetze der Drehung für diesen Fall sind von Verdet [2]) untersucht worden. Der durchsichtige Körper wurde auf einen um seine Axe drehbaren Tisch zwischen die Pole des Magnetes gelegt, welche aus zwei gegen einander verschiebbaren, parallelepipedischen Eisenstücken bestanden. Die Drehung des Tisches wurde an einer an seinem Rande angebrachten Kreistheilung vermittelst eines festen Nonius gemessen. Der durchsichtige Körper ragte mit seiner Masse ein wenig über die oberen Ränder der Eisenstücke hinüber. Der Lichtstrahl, welcher von einem feststehenden polarisirenden Prisma kam, ging dicht über denselben durch den Körper hindurch und fiel sodann in den gleichfalls an einem festen Stativ angebrachten, um seine Axe drehbaren, §. 1053 beschriebenen, analysirenden Apparat. Der Elektromagnet war auf eine verticale Axe aufgesetzt, welche sich in einem auf vier Stellschrauben stehenden Stativ in Mitten eines Theilkreises drehte. Der Magnet und der zwischen seinen Polen befindliche durchsichtige Körper wurden erst so gestellt, dass der polarisirte Lichtstrahl den letzteren in der gegen die Flächen der Pole des Magnetes senkrechten, axialen Richtung durchstrahlte, und die Drehung der Polarisationsebene nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes bestimmt. Sodann wurde der Magnet um einen Winkel α gedreht, und der zwischen seinen Polen befindliche, den durchsichtigen Körper tragende, mit dem Magnete gedrehte Tisch um ebensoviel Grade α zurückgedreht, dass der Körper in derselben Richtung vom Licht durchstrahlt wurde, wie vorher.

Aus den Zahlen, welche bei der Anwendung eines Parallelepipeds von Faraday'schem Glase oder eines parallelepipedischen, mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Glastroges erhalten wurden, ergab sich:

der Winkel d, um welchen die Polarisationsebene gedreht wird, ist bei gleicher magnetisirender Kraft dem Cosinus des Neigungswinkels α zwischen der Richtung des Lichtstrahles und der axialen Richtung der magnetischen Wirkung proportional.

---

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 17, p. 443, 1846*.
[2]) Verdet, Compt. rend. 39, p. 548, 1854*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] [illegible] p. 37*.

So fand Verdet z. B.:

Faraday'sches Glas, 40 mm dick			Schwefelkohlenstoff, 44 mm dick	
α	d	$d/\cos\alpha$	d	$d/\cos\alpha$
0	8° 55′ 45″	535,75	5° 58′ 0″	358,0
15	8° 29′ 15″	527,25	5° 45′ 45″	357,25
30	7° 40′ 0″	531,25	5° 7′ 45″	355,25
45	6° 20′ 0″	537,50	4° 9′ 0″	352,0
60	4° 28′ 45″	537,50	2° 58′ 45″	357,50
75	2° 19′ 30″	539,00	—	—

Die Drehung der Polarisationsebene durch den galva- 1071
ischen Strom ist in verschiedenen Substanzen sehr verschieden. ine besonders starke Drehung der Polarisationsebene zeigt sich bei dem on Faraday[1]) dargestellten schweren Glas von kieselborsaurem Blei- xyd, $2PbO, 3SiO_2, 4BO_3$, aus welchem er längliche, etwa 3 bis 5 cm nge und etwa 1 cm dicke und breite parallelepipedische Stücke formte, eren Endflächen plangeschliffen wurden.

Nach Matthiessen[2]) ist die Wirkung auf mehrere andere Blei- licate, z. B. $4PbO, SiO_2$ und $8PbO, 3SiO_2$, mehr als doppelt so gross s im Faraday'schen Glase. Sie laufen aber leicht an der Luft an. in Silicoaluminat von Bleioxyd und Kali (KO, Al_2O_3, 5 bis $8PbO, 6SiO_2$) nd ein Silicoaluminat von Bleioxyd sollen diesem Uebelstande nicht aus- esetzt sein. — Nächst dem Bleioxyd befördert der Gehalt an Wismuth, ntimon, Zink das Drehvermögen der Gläser, der Gehalt an Kalk, atron und Kali verringert dasselbe. Geschmolzene Phosphorsäure, Quarz, lussspath zeigen dagegen keine Drehung.

Faraday[3]) fand die Drehung gleicher Längen verschiedener Sub- 1072
tanzen wie folgt:

Schweres Glas	6°
Flintglas	2,8°
Steinsalz	2,2°
Wasser	1°

Bertin[4]) berechnet den Drehungscoëfficienten (vgl. §. 1068, Anm.) ie folgt:

[1]) Faraday, Phil. Trans. 1830, 1, p. 1*. — [2]) Matthiessen, Compt. rend. , p. 969*; 25, p. 20, 173, 1847*; Pogg. Ann. 73, p. 65 bis 77*. — [3]) Faraday, p. Res. Ser. 19, §. 2215*. — [4]) Bertin, l. c.

Faraday's Flintglas . .	1,00	Zinkchloridlösung . . .	0,55
Guinant's „ . .	0,87	Chlorcalciumlösung . .	0,45
Gemeines „ . .	0,83	Wasser	0,25
Zinnchlorid	0,77	Alkohol (36° Baumé) .	0,18
Schwefelkohlenstoff . .	0,74	Aether	0,15
Phosphorchlorür . . .	0,51		

E. Becquerel (l. c.) fand für eine Schicht von 1 cm Dicke die Drehung für

Chlorzinklösung	6°	Reines Wasser	3°
Chlorcalcium, Chlornatrium	4,5°	Alkohol, Aether	weniger.

E. Becquerel[1]) hat ferner für die Drehung der Polarisationsebene in gleichen Längen der Körper bei Anwendung gleich starker Ströme folgende Werthe gefunden:

Wasser	10
Concentrirte Eisenchlorürlösung .	3
Schwefelkohlenstoff	29,3
Schwefelsaures Nickeloxydul . .	13,55

Bemerkenswerth ist hier die geringe Drehung der Polarisationsebene in der Eisenchlorürlösung (s. unten).

Bei Körpern, welche für sich die Polarisationsebene drehen, z. B. Zuckerlösung, ist die durch den galvanischen Strom oder Magnet bewirkte Drehung nach E. Becquerel's[2]) Versuchen gleich gross, mag sie in der gleichen oder in der entgegengesetzten Richtung stattfinden, wie die dem Körper eigenthümliche Drehung der Polarisationsebene.

1073 Verdet[3]) hat die Drehung der Polarisationsebene für verschiedene Lösungen für die Uebergangsfarbe bestimmt, indem er sie zwischen die Pole des §. 366 beschriebenen Elektromagnetes brachte, welche mit kleineren sechseckigen Eisenplatten (§. 1068) armirt waren.

Vor und nach der Bestimmung wurde an die Stelle der Lösung destillirtes Wasser gebracht, und so die Drehung in der Lösung bei gleicher magnetischer Einwirkung mit der des Wassers verglichen. Die Lösungen befanden sich in 10 bis 50 mm langen, parallelepipedischen Glaskästen, welche zuerst leer zwischen die Magnetpole gesetzt wurden, um die in ihren Glaswänden erzeugte Drehung von der Drehung zu subtrahiren, welche nach ihrer Füllung mit den Lösungen beobachtet wurde. Um bei gefärbten Lösungen die durch die Färbung entstehenden Fehlerquellen zu vermeiden, liess man, auch als der Vergleichung halber die

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 28, p. 337, 1850*. — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. 17, p. 437, 1846*. — [3]) Verdet, Compt. rend. 43, p. 529, 1856*; 44, p. 1209, 1857*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] 52, p. 129, 1858*; Pogg. Ann. 100, p. 172*.

ehung im Wasser bestimmt wurde, zuerst den Lichtstrahl durch eine ıicht der Lösung von derselben Dicke gehen, wie die nachher dem ıfluss des Magnetes ausgesetzte Schicht. Stets wurde die Summe der ehungen gemessen, welche erhalten wurden, als der Magnet nach einler entgegengesetzt magnetisirt worden war.

Die Temperatur bei den Beobachtungen betrug 12 bis 18° C. Als ıgnetisches Drehvermögen einer Lösung bezeichnet Verdet die ehung der Polarisationsebene in einer Schicht derselben, wenn die ehung in einer gleich dicken Schicht Wasser unter sonst gleichen Umınden gleich Eins gesetzt wird; als moleculares magnetisches ehvermögen eines Salzes in einer Lösung das Drehvermögen der sung nach Abzug der Drehung durch das Wasser in derselben, divit durch das Gewicht des in der Einheit des Volumens enthaltenen lzes. Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate:

	Dichtigkeit der Lösung	Salzmenge in 1 Vol. der Lösung	Drehvermögen	Drehung		Moleculares Drehvermögen des Salzes
				durch das Wasser	durch das Salz	
nchlorür	1,3280	0,401	2,047	0,927	1,120	2,79
„	1,1637	0,198	1,525	0,966	0,559	2,81
„	1,1112	0,133	1,348	0,978	0,370	2,71

Das magnetische Drehvermögen der Lösung eines Sals ist also nahezu gleich der Summe der Drehvermögen s in der Lösung enthaltenen Wassers und Salzes.

Dasselbe Resultat gaben Lösungen von Zinkchlorür und Salmiak.

Das magnetische Drehvermögen der Salzlösungen ist nach Verdet 1074
sentlich verschieden, je nachdem das in ihnen enthaltene Salz magtisch oder diamagnetisch ist.

Bei den meisten Lösungen von Salzen mit diamagnetischem adical ist das Drehvermögen grösser als das des Wassers, so bei den lzen des Aluminiums, Zirconiums, Berylliums, Lithiums, Wolframs, agnesiums, Kaliums, Natriums, Calciums u. s. w.; nur bei einigen, z. B. i der Lösung des salpetersauren Ammons, ist es kleiner, so dass man ch dem §. 1073 angeführten Satze annehmen muss, dass das moleculare ehvermögen des Salzes kleiner ist als das des Wassers (beim salpeterıren Ammon nur 0,401).

Bei den Lösungen der Salze mit magnetischem Radical, z. B. ı Eisenvitriol, Eisenchlorür und Eisenchlorid, zeigt sich die Drehung

oft kleiner als die des Wassers. Betrachtet man sie wiederum als die Summe der in dem Wasser der Lösung und in dem gelösten Salz erzeugten Drehungen, so ist sie sogar kleiner, als die durch das Wasser allein erzeugte Drehung. Für sich muss daher das Salz die Polarisationsebene im entgegengesetzten Sinne drehen, als das Wasser. Das moleculare Drehvermögen des gelösten Salzes ist negativ, wenn das Drehvermögen des Wassers positiv ist.

Bei Eisenvitriol und Eisenchlorür ist die negative Drehung des Salzes selbst in den concentrirtesten Lösungen nicht so bedeutend, dass sie die positive Drehung des Lösungsmittels völlig überwöge; dagegen zeigen Lösungen von Eisenchlorid bei schwachem Salzgehalt eine geringere positive Drehung als Wasser, bei stärkerem Gehalt eine entgegengesetzte, welche negative Drehung bei einem Gehalt von 40 Proc. Eisenchlorid 6- bis 7 mal grösser als die des Wassers ist, also der des Faraday'schen Glases fast gleichkommt. — Hat das Lösungsmittel eine weniger starke positive Drehkraft als Wasser, so tritt die negative Drehung noch stärker hervor. So besitzt eine Lösung von 55 Theilen Eisenchlorid in 45 Theilen Holzgeist (der für sich kaum eine magnetische Drehung zeigt) etwa zweimal so starke magnetische Drehkraft, als das Faraday'sche Glas.

1075 Die Gesetze der negativen magnetischen Drehung sind dieselben, welche wir in §§. 1066 u. f. für die gewöhnliche positive elektromagnetische Drehung aufgestellt haben.

Dieselbe ist erstens direct proportional der magnetischen Kraft. Als z. B. Verdet nach einander bei Anwendung verschieden grosser Polflächen und Abstände derselben, sowie bei verschiedener Anzahl der den Elektromagnet erregenden galvanischen Elemente nach einander die Drehung der Polarisationsebene d_s im Schwefelkohlenstoff und d_f in der am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Lösung von Eisenchlorid in Holzgeist bestimmte, erhielt er:

d_s	$+ 0^0 44'$	$+ 0^0 55' 15''$	$+ 1^0 43' 15''$	$+ 2^0 22' 45''$
d_f	$- 2^0 4' 45''$	$- 2^0 28' 30''$	$- 4^0 54'$	$- 6^0 31' 30''$
d_f/d_s	$- 2{,}83$	$- 2{,}83$	$- 2{,}84$	$- 2{,}74$

Ferner ist das negative moleculare Drehvermögen der magnetischen Salze in verschieden concentrirten Lösungen das gleiche, wenn man es in der §. 1073 angeführten Art berechnet. Für schwefelsaures Eisenoxydul in wässerigen Lösungen, welche resp. 17,4 und 10,5 Proc. wasserfreies Salz enthalten, ist es — 1,24 bis — 1,35, für Eisenchlorür in Lösungen von 16 bis 28,3 Proc. Salzgehalt — 0,82 bis — 0,94. (Bei der Berechnung ist die Annahme zu machen, in den Lösungen seien die Salze im wasserfreien Zustande enthalten. Würde man sie als Hydrate ansehen, so würde man für verschieden concentrirte Lösungen ungleiche Werthe des molecularen Drehvermögens erhalten.)

Von anderen Eisensalzen besitzt salpetersaures Eisenoxyd 1076
n schwächeres negatives magnetisches Drehvermögen als das Chlorid; ie concentrirte Lösung dreht fast nicht mehr unter Einfluss des Stromes.

Kaliumeisencyanid, welches magnetisch ist, besitzt ein negaives magnetisches Drehvermögen; dasselbe ist noch bei einer Lösung on 15 Theilen Salz in 85 Theilen Wasser negativ, und etwa doppelt so ross als das des Wassers.

Im Kaliumeisencyanür, welches diamagnetisch ist, treten die igenschaften des Eisens so weit zurück, dass das Salz ein positives agnetisches Drehvermögen besitzt.

Die Nickelsalze besitzen alle ein positives magnetisches Drehrmögen, welches grösser ist als das des Wassers; ihre Lösungen drehen dess genau nach den §. 1066 u. flgde. angeführten Gesetzen, so dass it wachsender magnetischer Kraft die Drehung in gleichem Verhältniss nimmt.

Ebenso, nur weniger stark, drehen die Kobaltsalze im positiven nne. Noch schwächer, aber auch positiv, ist das magnetische Drehrmögen der Manganoxydulsalze. Dagegen ist die magnetische ehung der Polarisationsebene in einer wässerigen Lösung des magtischen Kaliummangancyanids, K_3MnCy_6, so klein, dass in diem Salz wahrscheinlich der Magnetismus eine negative Drehung verlasst.

Das moleculare magnetische Drehvermögen des diamagnetischen utralen chromsauren Kalis ist negativ, — 2,20, ebenso das des doppelt romsauren Kalis — 0,73 und das der Chromsäure — 1,21.

Das diamagnetische Titanchlorid zeigt ein negatives Drehverögen, welches etwas grösser ist als das positive Drehvermögen des assers.

Das magnetische Salz Cerchlorür besitzt ein negatives magneches Drehvermögen; ebenso wahrscheinlich auch das magnetische hwefelsaure Ceroxydul, dessen Lösung bei der Magnetisirung die larisationsebene schwächer ablenkt als Wasser; und auch Lanthanlorür.

Wässerige, alkoholische und ätherische Lösungen des diamagnetihen salpetersauren Uranoxyduls drehen unter dem Einfluss des Magtismus etwas schwächer als das in ihnen enthaltene Lösungsmittel.

Wir haben also unter den Salzen zwei Gruppen zu unterscheiden: 1077
1) die Salze mit negativem magnetischem Drehvermögen, welche tweder a) für sich magnetisch sind, wie die meisten Eisensalze, Cerlorür u. s. w., oder b) diamagnetisch sind, wie z. B. Titanchlorid, neules chromsaures Kali, salpetersaures Uranoxydul;

2) die Salze mit positivem magnetischem Drehvermögen, z. B. die kel- und Kobaltsalze, Molybdänsalze (?), und die meisten Mangansalze, iumeisencyanür.

In diesen Angaben ist keine unmittelbare Beziehung zwischen dem magnetischen Verhalten der Salze und der in ihnen durch den Magnetismus erzeugten Drehung der Polarisationsebene aufzufinden.

1078 Nach der §. 1058 beschriebenen Methode hat de la Rive[1]) die Drehung für die Uebergangsfarbe in Flüssigkeiten gemessen. Dieselben wurden in Glasröhren eingeschlossen, welche an den Enden mit Glasplatten versehen waren. Um den drehenden Einfluss auf letztere zu vermeiden, wurden dieselben bis in die Durchbohrungen der Halbanker eingeschoben. Meist hatten die Röhren 10 cm Länge; die Drehung wurde mit der im Wasser verglichen, die Beobachtungen variirten nie mehr als um 10 Minuten. Die Drehungen betrugen für:

Wasser 1
Alkohol 0,877
Schwefelkohlenstoff . . . 3,123 bis 3,160
Aethyläther 0,838
Bromäthyl 1,200
Jodmethyl 2,233
Schwefelsäurehydrat . . . . . . 0,75[illegible]
Schwefliche Säure (4 bis 5° C.) . 1,2[illegible]
Desgl. gelöst in Wasser . . . . . 1,1[illegible]
Terpentinöl . . . . 1,1[illegible]
Künstliches Creosot . . . . 2,2[illegible]

1079 In Mischungen aus gleichen Volumina Wasser und Alkohol ist die Drehung gleich dem Mittel aus der Drehung der Bestandtheile, multiplicirt mit der bei der Mischung stattfindenden Verdichtung. Bei Mischungen von Schwefelsäure mit Wasser findet bei geringen Säure- oder Wassergehalten dasselbe Verhältniss statt. Je mehr indess die Säure- und Wassergehalte einander gleich werden, desto geringer wird die Drehung gegenüber den auf diese Weise aus der mittleren Drehung der Bestandtheile berechneten Werthen. So ergab sich u. A.:

Schwefelsäuregehalt	Drehung		Verhältniss	Dichtigkeit		Verhältniss
	beobachtet	berechnet als Mittel		beobachtet	berechnet als Mittel	
0,1	1,012	0,980	1,032	1,118	1,084	1,0[illegible]
0,5	0,934	0,900	1,037	1,553	1,421	1,0[illegible]
0,6	0,915	0,880	1,039	1,607	1,505	[illegible]
0,8	0,875	0,840	1,040	1,751	1,674	1,04[illegible]

Es scheint sich also eine bestimmte Verbindung der Säure mit dem Wasser zu bilden, deren Drehvermögen kleiner ist als das Mittel der Drehungen der Bestandtheile.

[1]) A. de la Rive, Archives des sciences phys. et nat. Nouv. Sér. p. 209, 1870*.

Bei isomeren Verbindungen sind die Drehungen nicht immer gleich; sind sie z. B. bei:

	Drehung	Siedepunkt
Essigsaurem Amyl . . .	0,904	138° C.
Baldrians. Aethyl	0,879	133
Butters. Isopropyl . . .	0,864	128
Amylalkohol	0,966	132
Amylenhydrat	0,960	104 bis 105
Amylamin	1,026	95,0
Isoamylamin	1,017	78,5

Nach de la Rive soll also mit steigendem Siedepunkt bei isomeren rbindungen die Drehung steigen.

Nach Perkin[1]) ist das magnetische Drehungsvermögen *d* für das 1080
.be Licht gegen Wasser gleich Eins bei 24 bis 25° C. für:

	d	*t*
Citraconsäuremethyläther	1,063	24° C.
Mesaconsäuremethyläther	1,154	24° „
Citraconsäureäthyläther	1,120	24° „
Mesaconsäureäthyläther	1,168	25° „

Derselbe[2]) findet ferner die folgenden „molecularen" Drehungen für 1081
ingen, welche den Moleculargewichten proportional sind, unter sonst leichen Umständen, wobei die Werthe unter Δ die Aenderung der rehung bei Eintritt von CH_2 in die Verbindung bezeichnen und die rehung im Wasser gleich Eins ist.

[1]) Perkin, Chem. Ber. **14**, p. 2540, 1881*; Beibl. **6**, p. 125*. — [2]) Perkin, urn. chim. Soc. **236**, p. 330, 1882*; Chem. Ber. **15**, p. 1363*; Beibl. **6**, p. 811*.

	Jodide	Δ	Alkohole	Δ
Methyl	9,07	1,12	1,62 [1]	1,06
Aethyl	10,19	1,20	2,68 [2]	1,06
Propyl	11,39		3,74 [3]	
Butyl	—	2,40	4,88 [3]	1,14
Amyl	13,4		6,00 [4]	1,14

[1]) nach Perkin, [2]) 2,64 nach H. Becquerel, 2,78 nach de la Rive, [illegible] nach Perkin, [3]) nach H. Becquerel, [4]) 6,06 nach H. Becquerel, 5,95 nach de la Rive.

Die moleculare Drehung nimmt also beim Eintritt von CH_2 bei den Jodiden und Alkoholen um nahe gleich viel zu.

Die moleculare Drehung von C_5H_{10} ist 5,87, also gleich 5 × 1,17, was mit obigen Resultaten gut übereinstimmt.

Nach den Versuchen von de la Rive (§. 1056) ergeben sich die molecularen Drehungen der isomeren Körper Amylalkohol und Amylenhydrat verschieden, nämlich gleich 5,95 und 5,81. Auch Aethylidenchlorid hat nach Perkin eine geringere Drehung als Aethylenchlorid.

1082 Bichat[1]) hat ferner unter Anwendung von directem Sonnenlicht die Drehung für die Uebergangsfarbe in Weinsäure und Zucker in Glasröhren von 31 mm Länge, welche an beiden Enden durch Glasplatten geschlossen waren, untersucht, sowohl im festen Zustande nach dem Erstarren der vorher geschmolzenen Masse, als auch in Lösung. In letzterem Falle wurde die Drehung durch das lösende Wasser subtrahirt. Zur Reduction auf gleiche magnetische Kräfte wurde auch die Drehung in einem Flintglasparallelepiped beobachtet.

Danach bleibt das elektromagnetische Drehungsvermögen ungeändert das gleiche für die Körper im festen und gelösten Zustande.

Die Drehung war z. B. bei Zucker (specif. Gew. 1,51) nach Abzug der Drehung durch das Wasser

[1]) Bichat, Ann. de l'école norm. sup. 2, p. 292, 1873*.

Zucker	Wasser	Specifisches Gewicht	Drehung beobachtet	berechnet
10	90	1,0412	69	68,404
30	70	1,1302	73	73,530
50	50	1,228	80	79,111
60	40	1,280	82	82,072
100	0	1,512	95	94,999

bei Weinsäure (specifisches Gewicht 1,681).

'einsäure	Wasser	Specifisches Gewicht	Drehung beobachtet	berechnet
16	84	1,075	95	97,5
28	72	1,142	95	95,6
44	16	1,230	95	94,4
100	0	1,68	95	95

Die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene 1083
verschieden gefärbten Lichtes durch die Einwirkung eines um Körper herumgeleiteten Stromes nimmt, wie schon aus den §. 1066 :ten Versuchen hervorgeht, mit abnehmender Wellenlänge stetig zu, ɔss nicht genau in demselben Verhältniss, in welchem das Quadrat Wellenlänge abnimmt.

Verdet hat dieses Resultat nach der §. 1068 beschriebenen Methode hgewiesen, indem er verschiedene Flüssigkeiten in einer beiderseits Glasplatten verschlossenen Röhre von 600 mm Länge und 15 mm erem Durchmesser in eine Spirale von 390 mm Länge, 158 mm innerem l 320 mm äusserem Durchmesser einlegte, welche aus 125 kg von mm dickem Kupferdraht gewunden war. Durch die Spirale wurde Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Die magnetische rkung auf die Glasplatten am Ende der Röhre war völlig verschwinɪd.

Auf diese Weise erhielt er folgende Zahlen für die Drehung der arisationsebene der einzelnen Fraunhofer'schen Linien C bis G, ɔn die Drehung für E gleich Eins gesetzt wird. Die Columne R entt die beim Wechsel der Stromesrichtung beobachtete doppelte Drehung Polarisationsebene für die Linie E.

	C	D	E	F	G	R	Gehalt in 100 Thln. Lösung
Destillirtes Wasser	0,63	0,79	1	1,19	1,56	5° 44′	—
Lösung von Chlorcalcium	0,61	0,80	1	1,19	1,54	7° 16′	15,2
„ „ Chlorzink	0,61	0,78	1	1,19	1,61	10° 23′	47,1
„ „ Zinnchlorür	—	0,78	1	1,20	1,59	7° 23′	15,5
Bittermandelöl	0,61	0,78	1	1,21	—	11° 31′	—
Anisöl	0,58	0,75	1	1,25	—	13° 44′	—
Schwefelkohlenstoff	0,60	0,77	1	1,22	1,65	17° 41′	—
Creosot	0,60	0,76	1	1,23	1,70	13° 26′	—
Cassiaöl (von Laurus cassia)	0,59	0,74	1	1,23	—	10° 42′	—

Wären die Drehungen den Quadraten der Wellenlängen umgekehrt proportional, so entsprächen sie den Zahlen

C	D	E	F	G
0,64	0,80	1,00	1,18	1,50

Die magnetischen Drehungen der Polarisationsebene nehmen also gegen das blaue Ende des Spectrums hin etwas schneller zu, als der umgekehrten Proportionalität mit dem Quadrat der Wellenlängen entspricht, namentlich bei den stark lichtzerstreuenden Substanzen, wie Schwefelkohlenstoff und Creosot.

1084 Bei sehr genauen Bestimmungen fand **Verdet**[1]) das Product des Quadrats der Wellenlänge λ mit der magnetischen Drehung ϱ proportional den folgenden Werthen, denen die Brechungsindices n für die Temperaturen 24,4° und 23,9° beigefügt sind.

		C	D	E	F	G
Schwefelkohlenstoff	*const* $\varrho\lambda^2$	0,909	0,949	0,987	1,032	1,11[illegible]
	n	1,6147	1,6240	1,6386	1,6487	1,67[illegible]
Creosot	*const* $\varrho\lambda^2$	0,886	0,942	0,992	1,043	1,1[illegible]
	n	1,5369	1,5420	1,548	1,8555	1,56[illegible]

Obgleich das Creosot bei der Brechung die Farben viel weniger zerstreut, als der Schwefelkohlenstoff, ist doch die Aenderung des Productes $\varrho\lambda^2$ in dem ersteren viel bedeutender, als in letzterem, so dass hier keine einfache Beziehung besteht.

1) **Verdet**, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **69**, p. 1, 1863*.

Bei drehenden Substanzen ist auch nicht immer die magnetische 1085
:ehung der ursprünglichen proportional. So fand Verdet für Weinure

	C	D	F	G
natürliche Drehung	0,79	1,00	1,52	2,01
magnetische „	0,85	1,00	1,01	0,89

In gleicher Weise beobachtete Bichat[1]), dass Lösungen von Wein-·ure oder Mannit, welche bei Zusatz von Borsäure die Polarisationsebene el stärker drehen, als für sich allein, keinen Unterschied der magneti-hen Drehung hierbei zeigen. Beide Phänomene sind also ganz wesent-:h von einander verschieden.

In einer sehr ausgedehnten Untersuchung hat Henri Becquerel[2]) 1086
.s magnetische Drehungsvermögen R verschiedener Substanzen be-.mmt und dasselbe zugleich mit dem Brechungsindex n derselben nach :r empirischen Formel

$$R = c n^2 (n^2 - 1)$$

:rglichen, wo c eine Constante ist.

Das durch ein Nicol'sches Prisma polarisirte Licht einer Natrium-der Thalliumflamme oder einer durch rothes Glas von den gelben Strah-:n befreiten Lithiumflamme wurde durch die zwischen den durchbohrten [albankern eines starken Elektromagnetes befindliche Substanz und dann urch ein Jellet'sches Polariskop geleitet und die Summe der positiven nd negativen Drehungen bei wechselnder Stromesrichtung gemessen. 'm dabei auch die durch verschiedene Umstände, z. B. Erwärmung, be-ingten Aenderungen der Drehung zu bestimmen, wurde vor den einen albanker ein System von zwei, eine planparallele Glasplatte darstellen-:n Keilen von schwerem Glase, resp. noch vor den anderen Halbanker n planparalleles Stück schweres Glas gestellt, so dass die in ihnen urch den Magnet hervorgerufene entgegengesetzte Drehung die Drehung der Substanz zwischen den Halbankern compensirte. Wird dann z. B. tztere erwärmt, so tritt die Aenderung der Drehung hervor. Die lüssigkeiten waren meist in Trögen von 25 mm Länge enthalten. So rgab sich:

[1]) Bichat, J. de Phys. 9, p. 275, 1880*; Beibl. 4, p. 899*. — [2]) Henri Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [5] 12, p. 5, 1877*; Beibl. 1, p. 627*; ach schon Compt. rend. 80, p. 1376, 1875*; Pogg. Ann. Ergbd. 7, p. 171* und ompt. rend. 82, p. 308, 83, p. 125, 1876*; Beibl. 1, p. 55*.

Gelbes Licht.

Substanz	R	n	$\frac{1}{n^2(n\ldots}$
HNO_3, rauchend	0,206	1,4010	0,1
H_2SO_4	0,247	1,4284	0,1
$H_2SO_4 + 3H_2O$	0,286	1,4054	0,1
HNO_3	0,291	1,3740	0,1
CH_3OH	0,253	1,3530	0,1
C_3H_7OH	0,279	1,3836	0,1
C_4H_9OH	0,294	1,3934	0,1
$C_5H_{11}OH$	0,311	1,4046	0,1
$CHCl_3$	0,380	1,4520	0,1
CH_3Cl	0,404	1,4580	0,1
C_8H_{10} (Xylol)	0,525	1,4932	0,1
C_7H_8	0,575	1,4928	0,2
C_6H_6 (Benzol)	0,636	1,4998	0,2
Geschmolzener Schwefel (114°)	1,904	1,9290	0,1
Phosphorsubsulfid	2,592	2,0661	0,1
H_2S_2 (unrein)	1,743	1,8850	0,1
S_2Cl_2	0,984	1,6460	0,2
SCl_2	0,932	1,6190	0,2
CCl_4	0,761	1,5620	0,2
$SiCl_4$	0,444	1,4090	0,2
PCl_3	0,651	1,5080	0,2
Geschmolzener Phosphor (33°)	3,120	2,0740	0,2
CS_2	1,000	1,6249	0,2
$AsCl_3$	1,000	1,6006	0,2
$AgNO_3$, concentr. Lösung	0,424	1,4580	0,1
$Bi(NO_3)_3$ concentr. saure Lösung	0,452	1,4590	0,1
H_2O	0,308	1,3340	0,2
K_2CO_3, concentr. Lösung	0,464	1,4230	0,2
Bas. essigs. Blei, concentr. Lösung	0,375	1,3670	0,2
$MgCl_2$, concentr. Lösung	0,519	1,4300	0,2
HCl „ „	0,490	1,4071	0,2
$SbCl_3$, saure „	0,660	1,4550	0,2
verdünnte	1,435	1,6959	0,2
Dasselbe, käuflich	0,703	1,4600	0,2

bstanz	R	n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
. . . .	1,656	1,5910	0,427
gelöst	1,205	1,5640	0,346
te Lösung	0,801	1,4482	0,349
. . . .	1,035	1,5060	0,359
. . . .	1,125	1,5272	0,362
Geschmolzene Substanzen:			
. . . .	0,405	1,5010	0,143
. . . .	1,405	1,7800	0,204
. . . .	1,439	1,7800	0,209
on-	0,481	1,5260	0,155
iut-	0,771	1,5790	0,207
int-	0,987	1,6140	0,234
I.	1,360	1,7200	0,233
II.	1,533	1,7650	0,234
Einfach brechende krystallisirte Körper:			
. . . .	0,672	1,4830	0,255
. . . .	0,843	1,5430	0,256
l.	0,207	1,4332	0,095
l.	0,234	1,4332	0,108
. . . .	5,295	2,3690	0,204
ı-)	0,496	1,7150	0,087
. . . .	0,301	2,4200	0,010

Rothes Licht.

Rothe Linie von Lithium (B für Selen).

bstanz	R	n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
. . . .	1,000	1,6120 Li	0,240
. . . .	14,060	2,8490 Li	0,241
l	1,942	1,7630 Li	0,312
. . . .	1,960	1,6160 Li	0,465
. . . .	2,408	1,8070 Li	0,330
. . . .	10,960	2,6550 B	0,255

1087 Während also die Drehungen selbst im Verhältniss von 1 : 70 sich ändern, liegt das Verhältniss $R / n^2 (n^2 - 1)$ nur zwischen 0,11 und 0,46 (1 : 4); es ist bei sehr heterogenen Stoffen, Wasser, Schwefelkohlenstoff, Phosphor, Blende, Selen, Kupferoxydul nahe gleich (0,2 — 0,24); bei den stark sauerstoffhaltigen Säuren etwa 0,11; bei den Alkoholen, CCl_4, Chloroform etwa 0,16; bei den Schwefelverbindungen 0,188; bei den Phosphorchlorverbindungen 0,22. Bei Brom, den Zinn-, Antimon-, Wismuthverbindungen ist es viel grösser; bei den Lösungen steht es zwischen den Werthen für das Lösungsmittel und den gelösten Stoff und wächst mit der Menge des letzteren. Es ist namentlich für die stark diamagnetischen Stoffe gross; kleiner wird es in den Sauerstoffverbindungen derselben. — Im Ganzen soll also die Drehung der Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe dem Werth $n^2 (n^2 - 1)$ und einer noch unbekannten Function des Magnetismus oder Diamagnetismus des Körpers proportional sein.

1088 In Lösungen diamagnetischer Stoffe, Kochsalz, Chlorkalium, Kupferchlorid, Chlorwasserstoffsäure bestätigt sich nur im Allgemeinen das von Verdet aufgestellte Gesetz, dass die Drehung gleich der Summe der Drehungen in dem Lösungsmittel und in dem gelösten Salze ist, also in der Lösung die Drehung durch die Gewichtseinheit des Salzes unabhängig von der Concentration constant ist. Nach genauer Bestimmung der Drehung durch eine Lösung von Chlorwasserstoffsäure ergaben indess salzsaure Lösungen von Chlorwismuth, dass nach Abzug der Drehung durch die Säure die molecularen Drehungen durch das Wismuthsalz mit der Concentration abnehmen.

Auch ist die Drehung im Molecül für:

	fest	gelöst
Na Cl	1,21	1,57
K Cl	1,18	1,36

gegen die des Wassers gleich Eins. Sie ist also im festen Salz kleiner als im gelösten.

1089 In den Lösungen magnetischer Salze, z. B. von Eisenchlorür sind die nach Abzug des Lösungsmittels erhaltenen negativen molecularen Drehungen nicht constant. So sind sie für Eisenchlorürlösungen, welche resp. 0,5283 g oder Bruchtheile dieser Menge in 1 ccm der Lösung enthalten:

Concentr.	1	$^1/_2$	$^1/_4$	$^1/_8$
	— 1,343	— 0,700	— 0,528	— 0,521

In Eisenchloridlösungen, die in 100 Theilen Lösung m Theile wasserfreies Eisenchlorid enthalten, sind die molecularen Drehungen für Linie D:

=	60	50	33	16,5	8,2	4,1	2,0
	— 15,869	— 12,446	— 8,059	— 4,822	— 3,215	— 2,177	— 2,153

ie sind also in verdünnten Lösungen nahe constant und steigen bedeu-
nd mit der Concentration.

Im Allgemeinen nimmt die moleculare Drehung ϱ, wenn p das Ge-
icht des Salzes darstellt, proportional dem Salzgehalt p zu ($\varrho = a + bp$).
ie Drehung R durch das Salz selbst ist also, wenn a und b Constante
nd, nahezu:

$$R = \varrho p = ap + bp^2$$

Bei Lösungen schwach magnetischer Salze, z. B. von Nickel, bleibt die
oleculare magnetische Drehung mit steigendem Salzgehalt fast constant.

Mit Hülfe des Drummond'schen Lichtes, welches durch ein rothes 1090
upferoxydulglas, tief grüne Gläser, ammoniakalische Lösungen von
upfervitriol geleitet war, bestimmte Henri Becquerel die Drehung für
rschiedene Farben. Zuerst wurde in Schwefelkohlenstoff die Drehung
ir die Natriumlinien und das durch obige Stoffe hindurchgegangene Licht
estimmt. Da man die Drehungen in demselben für verschiedene Wellen-
ngen kannte, war somit auch die Wellenlänge bestimmt, die dem durch
ie farbigen Stoffe hindurchgegangenen Lichte entsprach. Die Drehungen
aren:

	Lithion-linie	C	D		E	F		G
$^2/\lambda^2$	0,7719	0,8057	1		1,2504	1,4694		1,8712
hwefelkohlenstoff . .	—	0,771*	1	1,272	1,302*	1,607*	2,033	2,219*
asser	—	0,770	1	1,256	—	—	1,811	—
hwefelphosphor . . .	0,735	0,755	1		—	—		—
tanchlorid	—	—	1		—	—	(2,960)	—
senchloridlösg. 60 Proc.	—	0,654	1		—	—		—
$^4/\lambda^4$	0,5958	0,6491	1		1,5635	2.1591		3,5014

Die mit * bezeichneten Werthe sind von Verdet beobachtet.

Mit abnehmender Wellenlänge wächst also die Drehung. Dabei
nd die Dispersionen in der Drehung für die diamagnetischen Stoffe
icht sehr von einander verschieden, sie sind viel grösser als die wie-
rum unter einander nicht sehr ungleichen Dispersionen der Drehungen
r die magnetischen Stoffe. Obgleich die Grösse der Drehung mit der
ncentration der Eisenchloridlösungen sehr schnell wächst, ist auch in
esen die Dispersion nahezu gleich.

So ist das Verhältniss V der Drehungen in denselben für rothes und gelbes Licht:

Gehalt	33 Proc.	60 Proc.	70 Proc.	75 Proc.	CS_2
V	0,661	0,662	0,676	0,678	0,790

Vergleicht man die relativen Drehungen der verschiedenen Farben, wie sie von Verdet beobachtet worden sind, mit den nach der Formel $n^2(n^2-1)/\lambda$ berechneten, so ergiebt sich:

	C	D	E	F	G
CS_2 beobachtet	0,771	1	1,302	1,607	2,219
berechnet	0,781	1	1,302	1,588	2,177
Kreosot beobachtet	0,756	1	1,319	1,637	2,272
berechnet	0,785	1	1,280	1,537	2,050

Die Formel stimmt also gut für den Schwefelkohlenstoff, weniger gut für das Kreosot.

Da der Werth $n = a + b/\lambda^2 + c/\lambda^4 + \cdots$ ist, so lässt sich mit Veränderung der Constanten $n^2(n^2-1)/\lambda^2 = A/\lambda^2 + B/\lambda^4 + \cdots$ setzen, welche Formel die Drehungen allgemein darstellt. Nach den in der Tabelle gegebenen Beobachtungen würde für die magnetischen Stoffe B sehr gross gegen A sein, während für die diamagnetischen Stoffe das Umgekehrte einträte.

1091 Mit Erhöhung der Temperatur von Flintglas und schwerem Glase bis zur Hitze des siedenden Oeles wächst nach Matteucci die Drehung der Polarisationsebene durch den Einfluss des Magnetes, und zwar beim Faraday'schen schweren Glase von 6° bis 8°, beim Flintglase von 2° 30′ bis 3° 30′.

Bei Erwärmung verschiedener Substanzen in einem mit Glasfenstern versehenen Luftbade erhielt Lüdtge[1]) folgende (doppelte) Drehungen d:

Faraday'sches Glas Temp.		30°	40°	110°	200°
	d	12	12	11,8	11,8
Flintglas Temp.		23°	40°	100°	200°
	d	8,4	8,4	8,2	8,1
Crownglas Temp.		23°	100°	200°	
	d	3,2	3	2,8	

Die Drehung nimmt also bei diesen Versuchen nicht zu, sondern wahrscheinlich ein wenig ab.

Bei Jodmethyl, Amylalkohol, Aethylalkohol nimmt nach de la Rive (l. c.) die Drehung nahezu proportional der Abnahme der Dichtigkeit a

[1]) Lüdtge, Pogg. Ann. **137**, p. 287, 1869*.

sser- und Schwefelsäurehydrat nehmen die Drehungen schneller ist die Abnahme der

	Dichtigkeit	Drehung
;i Wasser von 10 bis 71°	1,023 : 1	1,050 : 1
:hwefelsäure von 20 bis 60°	1,023 : 1	1,055 : 1

im Erhitzen von Glasstücken im Luftbade fand Bichat[1]) die g d nach der Methode von Lüdtge: 1092

;las	Verhältniss der		Gewöhnliches Glas		Verhältniss der	
d	Dichtigkeiten	Drehungen	t^0	d	Dichtigkeiten	Drehungen
90′	0,99931	0,95555	13	45′	0,9994	0,9222
86			80	41	0,9992	0,8667
84	0,99897	0,93333	100	39	0,9987	0,8464
			150	38		

: Drehung nimmt also mit der Erhöhung der Temperatur schneller Dichtigkeit ab.

einer mit Flüssigkeit gefüllten, in eine grosse Spirale gelegten die von einer weiteren, mit erwärmtem Wasser gefüllten umvar, fand Bichat (l. c.), wie de la Rive, beim Wasser eine Abder Drehung von 10 bis 60° im Verhältniss von 1,043 : 1, wähs Verhältniss der Dichtigkeiten 1,017 ist. Für Schwefelkohlenstoff ınchlorid war: 1093

Schwefelkohlenstoff			Zinnchlorid		
	d	d berechnet	t	d	d berechnet
	16° 10′	16° 10′	0	25° 55′	25° 54′
	16° 2′	16° 0′	11	25° 34′	25° 38′
	15° 50′	15° 54′	40	24° 42′	24° 46′
	15° 40′	15° 39′	80	23° 28′	23° 36′
	14° 10′	15° 20′	100	22° 40′	23° 0′
			115	21	22° 30′

[1]) ichat, Ann. de l'école norm. sup. 2, p. 292, 1873*.

Die Columne Drehung d berechnet enthält die unter der nahme der Proportionalität mit dem specifischen Gewicht berechn Drehungen.

Die Drehung im Schwefelkohlenstoff bei der Temperatur t lässt gegen die bei 0^0 gleich Eins durch die Formel

$$d_t = 1 - 0{,}00104\, t - 0{,}000014\, t^2$$

darstellen. Die Abnahme der Drehung ist also wesentlich, aber d nicht vollständig durch die Abnahme des specifischen Gewichtes bedi namentlich bei höheren Temperaturen.

1094 Das Verhältniss der Drehungen für die verschiedenen Fraunho schen Linien ist:

	$t = 0$	$t = 30$	$t = 40$
C	$d = 21^0$ 44	d/1,0432	d/1,0473
D	28 10	1,0368	1,0464
E	36 40	1,0377	1,0501
F	45 10	1,0381	1,0502
G	62 20	1,0402	1,0496

Die Verhältnisse der Drehungen der verschiedenen Farben blei also bei höheren Temperaturen im Wesentlichen ungeändert.

1095 Versuche über die Drehung der Polarisationsebene im Flintglas hohen Temperaturen hat Joubert[1]) angestellt.

In einen kleinen Perrot'schen Ofen sind zwei horizontale Porzell röhren in zwei aufeinander senkrechten Richtungen eingelegt. Die Röhre, in welcher sich ein Stück Flintglas befindet, passt in die cy drischen Löcher der Halbanker eines Elektromagnetes, die andere hält ein Stück Bergkrystall von 14 mm Länge. Beide liegen in ein Bade von Kupferfeilen. Da die Drehung der Polarisationsebene im Be krystall bei einer Erhöhung der Temperatur von 18^0 etwa um 1 nimmt, so kann danach die Temperatur geschätzt werden. Bei schneller Erhitzung zeigt das Flintglas Spannungen und das schw Kreuz zwischen den gekreuzten Nicols Doppelbrechungen; es muss halb sehr langsam erhitzt werden. Um die Stärke des Magnetismus messen, war in denselben Stromkreis ein zweiter Elektromagnet einem Stück Flintglas eingeschaltet, in welchem die Drehung der

[1]) Joubert, Compt. rend 87, p. 984, 1878*; Beibl. 3, p. 29[illegible], 187[illegible]

isationsebene bei constanter Temperatur bestimmt wurde. So waren für leiche Kräfte im erhitzten Flintglas die Drehungen:

Temp.:	10°	325	500	180	10
	3,37°	3,60	3,69	3,31	3,32

Das Flintglas schmilzt bei 582°. Bis zu dieser Temperatur nimmt lso die Drehung etwa um $^1/_{10}$ zu.

Geht ein Lichtstrahl durch einen Beryll oder Turmalin in der Rich- 1096
ung der optischen Axe, so beobachtet man nach E. Becquerel[1]) die magnetische Drehung; ebenso beim Bergkrystall, an welchem sie Faraday nicht wahrgenommen hatte. Hierzu wurde eine rechts und eine links drehende Bergkrystallplatte von je 5 mm Dicke auf einander gelegt, so dass ihre Drehungen sich vollständig compensirten. Wurden dieselben zwischen die Magnetpole gebracht, so bemerkte Becquerel eine sehr schwache Drehung.

Nach Wertheim[2]) ist die Drehung beim Kalkspath Null, beim Quarz schwach, beim Beryll viel bedeutender, wahrscheinlich, weil die Spannungsunterschiede in den Massen dieser Krystalle immer geringer sind.

Doppeltbrechende Körper zeigen die Drehung der Polarisations- 1097
bene nicht, wenn durch sie ein polarisirter Lichtstrahl in einer Richtung indurchgeht, welche von der Symmetrieaxe etwas bedeutender abweicht. Wird daher ein Stück Faraday'sches Glas oder Flintglas seitlich zusammengepresst oder schnell gekühlt, so dass es im polarisirten Licht deutliche Farbenerscheinungen zeigt, und bringt man es zwischen die Magnetpole, so ändern sich die Farbenerscheinungen nicht, wohl aber, wenn die Pressung aufhört[3]). — Leitet man durch einen Glaswürfel die Entladungsfunken eines Ruhmkorff'schen Apparates, und ist er dadurch dauernd verändert, so zeigt er in seiner ganzen Masse keine Drehung mehr. In Flüssigkeiten wird durch die Entladung keine solche Veränderung erzeugt[4]).

Dasselbe Resultat hat Wertheim[5]) erhalten, indem er durch verticalen Druck ein Flintglasprisma zusammenpresste, welches unter dem Einfluss eines Elektromagnetes eine Drehung von ± 5° zeigte. Selbst wenn der hierbei erzeugte Gangunterschied der in der Horizontal- und Verticalebene schwingenden Strahlen nach ihrem Austritt aus dem Glasprisma noch weit weniger als eine Wellenlänge ausmacht, verschwindet die Drehung schon.

---

[1]) E. Becquerel, l. c. — [2]) Wertheim, Compt. rend. **32**, p. 289, 1851*; Pogg. Ann. **86**, p. 324*. — [3]) Bertin, Compt. rend. **28**, p. 500, 1849*. — [4]) de la Rive, Compt. rend. **60**, p. 1005, 1865*; auch Bichat, Ann. de l'écol. norm. **2**, p. 292, 1873*. — [5]) Wertheim, l. c.

1098 Diesem Resultat scheint ein Versuch von Matteucci[1]) zu widersprechen. Derselbe liess das durch einen Spiegel polarisirte Licht durch eine Doppelplatte gehen, sodann durch eine Platte von Flintglas oder von Faraday'schem Glase und endlich durch das analysirende Prisma. Wurde die Platte, welche sich zwischen den Magnetpolen befand, durch eine Schraubenpresse seitlich comprimirt, so wurden die Farben der beiden Hälften der Doppelplatte ungleich; das analysirende Prisma musste um einen Winkel α gedreht werden, um die Gleichheit wieder herzustellen. Wurde endlich der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, so wurden die Farben wieder ungleich, und das analysirende Prisma musste, je nach der Richtung des magnetisirenden Stromes, um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_1$ gedreht werden, um dieselben wieder gleich zu machen. Fand die Drehung β durch den Magnet in demselben Sinne statt, wie durch die Zusammenpressung, so zeigte sie sich grösser, oft doppelt so gross als die Drehung $-\beta_1$, welche stattfand, wenn der Magnet die Polarisationsebene entgegengesetzt drehte, wie die Zusammendrückung.

Würfel von Crownglas, Kalkspath, Quarz u. s. w. zeigten unter Einfluss der Compression dieselbe Drehung, wie ohne dieselbe.

Der Grund dieser Erscheinung liegt indess nach den Versuchen von Edlund[2]) durchaus nicht in der Einwirkung des Magnetes, sondern einzig und allein in dem Auftreten von Interferenzfarben in dem comprimirten Glase, welche sich mit den Farben der beiden Hälften der Doppelplatte combiniren. Selbst wenn daher die Drehung durch den Magnet nach beiden Seiten gleich gross wäre, würde man das analysirende Nicol um ungleich viel Grade nach rechts und links drehen müssen, um die Gleichheit der Farben wieder herzustellen. — Man kann dasselbe Phänomen beobachten, wenn man ohne Anwendung des Magnetes bei den beschriebenen Versuchen zuerst das analysirende Prisma so einstellt, dass die durch die Compression des Glases entstandene Farbenungleichheit der Doppelplatte ausgeglichen ist, und nun das polarisirende Prisma um gleiche Winkel $+a$ und $-a$ nach rechts und nach links dreht. Die Farben der Hälften der Doppelplatte werden wieder ungleich und man muss das analysirende Prisma um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta$ drehen, um sie wieder gleich zu machen. Dabei ist diese letztere Drehung, wie bei den Versuchen von Matteucci, immer grösser, wenn die Drehung $+a$ oder $-a$ in demselben Sinne stattfindet, wie die durch die Compression des Glases verursachte Drehung.

Die von Matteucci beobachteten Drehungen der Polarisationsebene könnten daher wohl in den an den Enden der Glasprismen liegenden Theilen hervorgerufen worden sein, welche nicht seitlich comprimirt waren.

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 24, p. 354, 1848*, p. 493, 1850*. — [2]) Edlund, Ann. d. Chem. u. Pharm. 87, p. 338, 1852*.

Dass bei schwacher Neigung der optischen Axe eines doppelt bre- 1099
chenden Krystalles, so wie bei sehr schwacher Pressung eines isotropen Körpers die magnetische Drehung in demselben nicht verschwindet, hat Lüdtge[1]) mittelst der §. 1063 beschriebenen Methode gezeigt. Dabei wurde zunächst direct eine Bergkrystalldoppelplatte (von 7,5 mm Dicke) zwischen die durchbohrten Halbanker eines starken Elektromagnetes gebracht.

War ihre, auf ihrer Ebene senkrechte optische Axe um den Winkel α gegen die Richtung der Lichtstrahlen und die magnetische Axe des Apparates geneigt, so betrug die doppelte Drehung d

α	0°	1	2	3	5	6
d	1,1°	1	0,9	0,6	0,4	0,5

Die Polarisationsebene wird also im Bergkrystall nicht nur beim Durchgang des Lichtes in der Richtung der optischen Axe, sondern auch bei anderen Richtungen des Lichtes durch die elektromagnetische Einwirkung gedreht.

Wurde ein prismatisches Stück Flintglas (52 mm lang, 30 mm breit, 13 mm dick) seitlich gepresst und jedesmal der durch die Pressung erzeugte Gangunterschied beider auf einander senkrechten Componenten des hindurchgehenden Lichtes mittelst des Babinet'schen Compensators in Theilen ($n$teln) der Wellenlänge bestimmt, zugleich aber mittelst der §. 1063 beschriebenen Methode die elektromagnetische Drehung d des Lichtes bestimmt, so ergab sich u. A.:

n	0	0,01	0,2	0,3	0,45	0,6
d	5°	4,6	4,2	3,7	3,5	2,4

Die Drehung zeigt sich also auch nach der Pressung, selbst bis zu einem Gangunterschiede von 0,6 Wellenlängen; sie nimmt aber mit Zunahme des letzteren ab.

Die magnetische Drehung der Polarisationsebene in Gasen 1100
und Dämpfen ist gleichzeitig von Henri Becquerel sowie von Kundt und Röntgen beobachtet und studirt worden.

Henri Becquerel[2]) wendet eine 3 m lange, 0,12 m weite, an den Enden mit genau planparallelen Glasplatten geschlossene und mit einem Manometer versehene horizontale Kupferröhre an, welche von sechs grossen, 0,5 m langen Spiralen von je 15 kg 3 mm dickem Kupferdraht umgeben ist, durch welche der Strom von 80 Salpetersäureelementen geleitet wird. Seine Intensität wird in einer Nebenleitung durch eine Tangentenbussole gemessen. Als Lichtquelle dient Kalklicht; durch vorgesetzte Gläser wird ein kleiner Theil des Spectrums herausgeschnitten;

---

1) Lüdtge, Pogg. Ann. 137, p. 281, 1869*. — 2) H. Becquerel, Compt. rend. 88, p. 709*; J. de Phys. 8, p. 198, 1879*; Beibl. 3, p. 524*; Compt. rend. 90, p. 1407*; J. de Phys. 9, p. 265, 1880*; Beibl. 4, p. 808*.

als Polarisator dient ein sehr grosses Jellet'sches Prisma. Die Str… werden an den Enden der Röhre von versilberten Glasspiegeln refl… so dass sie die Länge derselben 9 mal (also 27 m) durchlaufen. … Analysator dient ein Nicol'sches Prisma mit Theilkreis und einem … starken Fernrohr. Stets wird die Summe der Drehungen beim St… wechsel beobachtet. Man kann noch eine Minute der Drehung schä… Die Drehung in den Glasplatten wird nach Evacuiren der Röhre besti… oder, indem zuerst die Drehung in der Röhre voll Luft ohne, dann … aufgeschraubten Glasplatten gemessen wurde. Die Einzelresultate … men gut mit einander überein. Bei Stickstoff, Kohlensäure, Stickox… schwefliger Säure und Aethylen sind die Drehungen der Polarisations… nahezu dem Quadrat der Wellenlängen umgekehrt proportional. S… stoff macht hiervon eine Ausnahme. Mittelst dieser Relation kann … Drehung für die D-Linie bestimmt werden, wobei die Fehler … 2 Procent der wirklichen Werthe übersteigen. Für eine Säule … Schwefelkohlenstoff von 0° wurde die Drehung R_{cs_2} direct für Natr… licht zu 4520 Min. bestimmt. Ist R die direct beobachtete Drehun… der Brechungsindex, so ergab sich für das Natriumlicht bei 0° C. … einem Drucke von 760 mm Quecksilber:

	R	$10^6 \cdot \frac{R}{R_{cs_2}}$	n	$\frac{R}{n^2(n^2 - …}$
Sauerstoff	5,96'	146	1,0002706	0,2…
Luft	6,48	159	1,0002936	0,27…
Stickstoff	6,56	161	1,0002977	0,27…
Kohlensäure	12,28	302	1,0004544	0,31…
Stickoxydul	16,02	393	1,0005159	0,3…
Schweflige Säure	29,69	730	1,000665	0,34…
Aethylen	32,62	802	1,0006780	0,5…
Ferner bei älteren Versuchen				
Schwefelkohlenstoff	—	706	—	0,5…

Die Werthe in der letzten Columne sind den bei festen und flüs… Körpern erhaltenen (0,1 bis 0,5 für $R = 1$ bei CS_2) nahezu gleich… wachsen regelmässig mit dem Brechungsindex, indess etwas lang… als $(n - 1)^2$. In Sauerstoff werden die rothen Strahlen eine Spur st… gedreht als die grünen; er verhält sich also entgegengesetzt wie … anderen Gase, bei denen letztere etwa 1,5 mal so stark gedreht we… als die rothen; ganz analog wie auch in festen und flüssigen ma… schen Substanzen die Polarisationsebenen der verschieden far… Strahlen nach einem anderen Gesetze gedreht werden, als in den … magnetischen.

Kundt und Röntgen[1]) haben in einem mit Schwefelkohlenstoff- 1101
ampf gefüllten, durch Wasserdampf erwärmten Eisenrohr von 110 cm
änge, und einem 2,4 m langen Rohr voll schwefelichter Säure von 100°
ei einem Druck von etwa 20 Atmosphären und voll Schwefelwasserstoff
ei gewöhnlicher Temperatur und etwa 20 Atmosphären Druck die
Drehung der Polarisationsebene nachgewiesen. Die Röhren waren von
6 Spiralen von je 400 Windungen von 3 mm dickem Kupferdraht umgeben, durch welche ein Strom von 64 oder 70 Bunsen'schen Elementen geleitet wurde. Die dasselbe an den Enden schliessenden Glasplatten waren namentlich bei dem längeren Rohre so weit von den Spiralen entfernt, dass ein störender Einfluss nicht eintrat.

Für messende Versuche wurde das Licht einer Kalklampe durch ein Kupferrohr von 10 mm äusserem, 3 mm innerem Durchmesser geleitet, welches, um Verbiegungen zu verhüten, von einem in zwei Längshälften getheilten Eisenrohr umgeben war. In conisch ausgedrehte Stahlstücke, welche an den Enden des Rohres angesetzt waren, passten ebenfalls an den Enden conisch abgedrehte Stahlcylinder, in welche 3 mm dicke Glasplatten mittelst Wachscolophoniumkitt und vorgeschraubten Messingstücken eingesetzt waren. Die Stahlcylinder wurden mittelst durchbrochener Eisenplatten gegen besondere, um die Stahlstücke umgelegte Eisenringe gegengeschraubt. An den beiden Enden des Rohres in seinem Inneren waren gekreuzte Turmalinplatten vor den Oeffnungen er verschliessenden Kegel angebracht. Das ganze Rohr war am einen nde vollkommen fest in ein eisernes Lager auf einem Standsteinstativ efestigt. Das andere Ende war mit einer durchbohrten eisernen Axe oaxial verbunden und letztere lag in einem auf einer festen eisernen äule befindlichen Axenlager. Seitliche, starke, eiserne Arme gestatteten der Röhre eine Drillung zu geben, welche mittelst Spiegelablesung estimmt wurde. Die Röhre war von sechs grossen und sechs darin egenden kleineren Rollen, von 3 mm dickem Kupferdraht (Widerstand $\times$ 0,66 + 6 $\times$ 0,11 Q.-E.), welche alle hinter einander verbunden aren, umgeben. Die Drehung der Polarisationsebene wurde bei abwechselnder Stromesrichtung durch die Drehung des nicht festgelegten Endes des Rohres bestimmt, bei der das Maximum der Dunkelheit resp. die Uebergangsfarbe eintrat. Die Drehung entspricht also dem hellsten eil des Spectrums resp. dem mittleren Gelb. Das Rohr war mit einem ken schmiedeeisernen Ansatzrohr verbunden. Nachdem beide durch Compressionspumpe mit Gas von 70 bis 80 Atmosphären Druck gewaren, wurde in das letztere Rohr Glycerin eingepresst, wodurch Gas auf nahe 300 Atmosphären comprimirt werden konnte. Dasselbe le nach dem Versuch in ein Gasometer übergeführt, so dass im arate nur Gas von Atmosphärendruck blieb. Durch Wägung des aus Gasometer austretenden Wassers konnte das Verhältniss des bei

[1]) Kundt und Röntgen, Wied. Ann. 6, p. 332. 1879*; 8, p. 278. 1879*.

hohem Druck im Apparat enthaltenen Gases zu dem denselben bei Atmosphärendruck erfüllenden, d. h. die Compression bestimmt werden.

Der Strom von 32 Bunsen'schen Elementen wurde mittelst eines grossen Quecksilbercommutators den Spiralen zugeführt. Als Maass der Stromstärke diente die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene in einer 5 cm langen, in die Drahtrolle eingelegten Säule von flüssigem Schwefelkohlenstoff. Alle Werthe wurden auf die (doppelte) Drehung von 3,8° in letzterer reducirt.

In einem Rohr von der Länge der Versuchsröhre voll Schwefelkohlenstoff betrug für Natriumlicht bei der entsprechenden Stromstärke die Drehung 62 Grad 48 Minuten.

1102 Sind D die Drucke in Atmosphären, Δ die Dichten der Gase, bei denen die Drehung bei obiger Stromstärke einen Grad betragen würde, d die mittleren Drehungen der Gase bei dem Druck einer Atmosphäre, die des Schwefelkohlenstoffes gleich Eins gesetzt, so ergiebt sich:

	Wasserstoff	Sauerstoff	Luft	Kohlenoxyd	Sumpfgas
D	171 139 199 210	70 190 237	114 227	172 222	113 [illegible]
Δ	123 119 108 112	102 106 115	94 81	59 64	43 [illegible]
$10^7 d$	1379	1474	1819	2589	4031

Bei allen Gasen erfolgt die Drehung im gleichen (positiven) Sinne, wie bei Wasser und Schwefelkohlenstoff, sie ist im Allgemeinen um so grösser, je grösser der Brechungsexponent ist.

1103 Bei weiteren noch genaueren Versuchen[1]) mit einer Gramme'schen Maschine wurde das Glycerin durch einen Hahn abgeschlossen, damit es das etwa absorbirte Gas nachher nicht wieder ausgab. Die kleinen Drahtrollen wurden entfernt, so dass das Versuchsrohr frei war und sich nicht mehr erwärmte. Das Eisenrohr wurde durch ein aufgeschlitztes Messingrohr ersetzt und die Drehung in den Gasen (für Kalklicht) mit der einer gleich langen Wassersäule (für Natronlicht) verglichen.

Das Verhältniss der Drehungen d der Gase für den Druck einer Atmosphäre gegen die des Wassers gleich Eins (I) resp. Schwefelkohlenstoff (II) war:

		Wasserstoff	Sauerstoff	Stickstoff	Luft	Kohlenoxyd
I	$10^6 d$	429	354	415	413	753
II	$10^6 d$	132	109	127	127	232

[1]) Kundt und Röntgen, Wied. Ann. 10, p. 257, 1880*.

Stickstoff, Luft und Wasserstoff haben also nahe die gleiche, Sauerstoff eine etwas kleinere Drehung.

Der Werth $n^2(n^2-1)$ ist für Stickstoff $60 . 10^{-5}$, für Wasserstoff $28 . 10^{-5}$, also ist $d / n^2(n^2-1)$ bei Wasserstoff etwa doppelt so gross wie bei Stickstoff. Die Berechnung von H. Becquerel stimmt also nicht.

Zur Reduction der Drehungen gegen Wasser auf die gegen Schwefelkohlenstoff wurde das Verhältniss der letzteren Drehungen zu einander bei 20° gleich 3,28 bestimmt (nach Becquerel und Bichat bei 17° = 3,25).

Danach sind die Drehungen d gegen die des flüssigen Schwefelkohlenstoffs gleich Eins:

	Wasserstoff	Sauerstoff	Stickstoff	Luft	Kohlenoxyd	Sumpfgas
$10^7 d$	1320	1090	1270	1270	2320	4300

Sämmtliche Gase, mit Ausnahme des Sumpfgases, waren rein. Die Werthe für Wasserstoff und Kohlenoxyd stimmen mit den früher erhaltenen gut überein, ebenso die Werthe für Luft und Stickstoff im Allgemeinen mit den von H. Becquerel gefundenen.

Bei einem Versuch mit Schwefelkohlenstoffdampf in einer von warmem Wasser umgebenen Messingröhre von 3,6 m Länge, welche auf 3 m 1104
Länge mit Spiralen umgeben war, fand Bichat[1]) eine Drehung von 6 Minuten, während sich entsprechend der Aenderung der Dichtigkeit aus der Drehung des flüssigen Schwefelkohlenstoffs der Werth von 11 Minuten ergeben würde.

Die Drehung nimmt also beim Uebergang aus dem flüssigen in den gasförmigen Zustand viel schneller ab als die Dichtigkeit.

In Dampfform zeigte nach Bichat weder Zinnchlorid, noch Bromsilicium eine Drehung, obgleich das Verhältniss der Dichtigkeiten des Dampfes und der flüssigen Verbindungen wohl nach der starken Drehung der letzteren eine solche erwarten liess.

Nimmt man an[2]), dass, wenn n_1 und n die Brechungsindices bei 1105
dem Druck p_1 und der Temperatur t, resp. bei 760 mm Druck und 0° sind, $(n_1-1)/(n-1) = p/760(1+\alpha t)$ ist und ferner, wenn die magnetischen Drehungen bei den Brechungsindices n_1 und n resp. d_1 und d sind, dass die von H. Becquerel angegebene Relation:

$$d / n^2(n^2-1) = d_1 / n_1^2(n_1^2-1)$$

gilt, so folgt hieraus, dass, wenn die magnetische Drehung für flüssigen Schwefelkohlenstoff gleich Eins ist, die Drehung für Schwefelkohlenstoffdampf von 0° und 760 mm Druck 0,000710 sein müsste, eine Zahl, die etwas grösser ist als die von H. Becquerel gefundene.

---

[1]) Bichat, Compt. rend. 88, p. 712*; J. de Phys. 8, p. 204, 1879*; Beibl. 3, p. 525*. — [2]) Bichat, J. de Phys. 9, p. 275, 1880*; Beibl. 4, p. 899*.

Ebenso findet Bichat für schweflige Säure bei 20° und 2460 mm Druck (gesättigten Dampf) die Drehung gegen die von Schwefelkohlenstoff gleich 1 gleich 0,000893, was für 0° und 760 mm Druck 0,000293 ergeben würde.

Für gasförmige schweflige Säure ist $n = 1{,}000665$; also ist das Verhältniss $d/n^2(n^2 - 1) = 0{,}22$, ganz wie es H. Becquerel für die meisten Gase findet (und womit die Beobachtung von H. Becquerel selbst für schweflichte Säure nicht stimmt); für flüssige schweflige Säure ergiebt sich bei 18,5° C. für die Linie D $n = 1{,}344$, also obiges Verhältniss gleich 0,24, d. h. nahe dieselbe Zahl. Die von H. Becquerel gefundene Beziehung bestätigt sich also auch bei den Gasen sehr annähernd [1]).

1106 Es ist noch nöthig, die magnetische Drehung der Polarisationsebene in einer Substanz von gegebener Länge unter dem Einfluss einer in ihrer Längsrichtung wirkenden magnetischen Kraft Eins zu bestimmen, um danach die Wirkungen in den übrigen Substanzen auf dieselbe Einheit beziehen zu können. Dieser Aufgabe hat sich Gordon [2]) unterzogen.

Eine 5 Fuss lange, mit Schwefelkohlenstoff gefüllte, an ihren Enden mit Glasplatten geschlossene Röhre wurde in eine vom Strom durchflossene Spirale gebracht und die Drehung der Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe gemessen, welche aus einem durch ein Prisma entworfenen Spectrum durch einen mit einem Spalt versehenen Schirm ausgelesen und durch die Röhre geleitet wurde.

Die Zahl der Windungen der Spirale wurde auf indirectem Wege bestimmt (vgl. §. 218). Ein kleiner Magnetspiegel wurde in der Mitte zwischen zwei grösseren und gleichen, in der Nordsüdebene befindlichen Drahtspiralen an einem kurzen Coconfaden aufgehängt und die zu untersuchende Spiralen in der Ostwestlage conaxial zu den obigen Spiralen über den Spiegel in 7 verschiedenen Stellungen geschoben. Ein Strom wurde zwischen der grossen und der zu untersuchenden Spirale so getheilt, dass jedesmal der Ausschlag des Spiegels Null war. Da die Dimensionen und Abstände u. s. f. der grossen Spiralen bekannt waren, liess sich daraus das Drehungsmoment der untersuchten Spirale in den verschiedenen Stellungen und so auch die Windungszahl finden.

Die Horizontalcomponente des Erdmagnetismus am Beobachtungsort war bekannt, so dass man aus der Ablenkung der Magnetnadel durch den Strom in der Spirale auch die Stromintensität bestimmen konnte.

---

[1]) Aus der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in der Atmosphäre unter Einfluss des Erdmagnetismus leitet H. Becquerel die Polarisationserscheinungen in derselben ab. Die weitere Betrachtung gehört nicht hierher (Compt. rend. 89, p. 838*; Ann. de Chim. et de Phys. 19, p. 90, 1880*; Beibl. 4, p. 292*); Compt. rend. 93, p. 481, 1881*; Beibl. 5, p. 897*. — [2]) Gordon Phil. Trans. 167, p. 1, 1877; Phil. Mag. [5] 1, p. 73, 1876*; Physical Treatise on Electricity and Magnetism 2, p. 232, 1880*.

Hiernach beträgt in einer Länge von 1 cm im Schwefelkohlenstoff e doppelte Drehung der Polarisationsebene in einem gleichartigen agnetfelde von der Intensität Eins bei 12° C. für die Thalliumlinie, ren Wellenlänge $5{,}349 \,.\, 10^{-5}$ ist, im C.-G.-S.-System in Bogenlängen $= 3{,}04763 \,.\, 10^{-5}$ oder $2 \,.\, 0{,}05238$ Minuten, resp. für die D-Linie .0,04267 Minuten und bei 0° C. 0,0433 Minuten. Nach H. Becquerel ist letztere Drehung $0{,}0463 \pm 0{,}0004$ Minuten[1]).

Die Dimension von ω ist:

$$[\omega] = [\mathbf{M}^{-1/2}\, \mathbf{L}^{-1/2}\, \mathbf{T}]$$

nd, wenn **M** die Masse, **L** die Länge, **T** die Zeit bezeichnen.

Eine wiederholte directe Bestimmung der Stärke des Magnetfeldes ad danach der in demselben in einem Dielektricum bewirkten Drehung r Polarisationsebene wäre wohl wünschenswerth.

Erzeugt man in einem Stück schweren Glases oder in einer Flüssig- **1107**
eit die Drehung der Polarisationsebene durch einen in einer Spirale rumgeleiteten Strom, so tritt die Drehung sogleich in ihrer ganzen ärke auf. Bei Umkehrung der Stromesrichtung zeigt sich der Wechsel r Drehungsrichtung sofort (vergl. §. 1055). Wird die Drehung aber urch einen Elektromagnet bewirkt, so erreicht sie erst allmählich (nach ehreren Secunden) ein Maximum und ändert sich bei Umkehrung der agnetisirung vollständig erst nach einiger Zeit. Dieses verschiedene erhalten bei Anwendung von Strömen und Elektromagneten beweist, ass die Verzögerung des Auftretens der Drehung bei letzteren nur dem ngsameren Anwachsen ihrer Magnetisirung bis zu ihrer normalen rösse, nicht aber oder nur zum geringsten Theil, einer Art von Trägeit in den durchsichtigen Körpern zuzuschreiben ist.

Nach anderen Versuchen scheint indess doch möglicherweise eine **1108**
estimmte Zeit zur Erzeugung der Drehung der Polarisationsbene erforderlich zu sein.

Villari[2]) liess zwischen den durchbohrten Polen eines Ruhmorff'schen Elektromagnetes einen Cylinder von Flintglas von 63 mm urchmesser und 10,5 mm Höhe durch eine Rotationsmaschine um seine rizontal gestellte, äquatorial liegende Axe völlig centrisch rotiren. urch den Cylinder ging in diametraler Richtung ein Lichtstrahl, der rher durch ein Nicol'sches Prisma und eine Quarzdoppelplatte getet war und nachher durch das Ocular eines Soleil'schen Saccharieters analysirt wurde. Ohne Einwirkung des Magnetes zeigte der linder weder im Ruhezustand, noch bei der Rotation einen Einfluss f das polarisirte Licht.

---

[1]) Vergl. H. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] **27**, p. 312*; ibl. **7**, p. 625*. — [2]) Villari, Rendiconto del Istituto Lombardo 9. Juni 70*.

Wurde indess der Magnet erregt und dadurch eine Drehung der Polarisationsebene in dem Glascylinder bewirkt, so nahm die Grösse d dieser Drehung bei wachsender Umdrehungszahl n desselben bis auf Null ab.

So war z. B.:

n	d	n	d
0	19	160	2
80	17	161	2
107	14	169	0(?)
134	9		

Bei stärkeren magnetischen Kräften schwächt die Rotation relativ weniger die Drehung der Polarisationsebene, als bei schwächeren.

Man kann hieraus folgern, dass zur Entwickelung der Drehung der Polarisationsebene in dem Cylinder von Flintglas eine bestimmte Zeit erforderlich ist, welche bei stärkeren magnetisirenden Kräften kleiner ist. Nimmt man an, dass dieselbe sich in irgend einem Durchmesser des Cylinders in der ganzen Zeit entwickelt, in welcher derselbe sich aus der äquatorialen Lage um 90° bis in die axiale gedreht hat, so würde bei dem oben beschriebenen Versuch bei 169 Umdrehungen in der Secunde diese Drehung in 0,00148 Secunden vollbracht werden, und diese Zeit würde nach den sonstigen Beobachtungen gerade genügen, um die Drehung aufzuheben; es bedürfte einer länger dauernden Einwirkung des Magnetes, um die Drehung der Polarisationsebene in dem Glase zu entwickeln. Diese Zeit würde bei stärkeren magnetisirenden Kräften abnehmen.

Soll die Drehung der Polarisationsebene in ihrer ganzen Stärke auftreten, so darf die Rotationsgeschwindigkeit nur gering sein. Nach einer der obigen Rechnung analogen Betrachtung würde zur Entwickelung derselben eine längere Zeit als 0,00415 Secunden erforderlich sein.

Beobachtet man die Drehung der Polarisationsebene in dem Cylinder in einer gegen die axiale Richtung geneigten Linie, in welcher sie schwächer ist, als in jener, so wird sie gleich stark vermindert, welches auch der Sinn der Rotation des Cylinders ist; ein Beweis, dass die Drehung in dem Glase nicht in den zuerst in axialer Lage befindlichen Theilen bis zu ihrer Drehung in eine andere Lage verbleibt und somit nur unmerklich kurze Zeit (weniger als 0,0004 Secunden) andauert.

In wiefern diese Zeit vor dem völligen Entstehen der Drehung der Polarisationsebene durch etwa in der Masse des Glases verlaufende Inductionsströme bedingt ist, die erst allmählich ablaufen, oder durch eine

'rägheit der Molecüle, die zu ihrer Einstellung eine gewisse Zeit brauhen, ist noch nicht zu entscheiden.

In rotirenden Flüssigkeiten ist keine derartige Erscheinung zu bebachten [1]).

Auch die Polarisationsebene der strahlenden Wärme wird durch 1109
agnetische Einflüsse gedreht.

Wartmann [2]) leitete einen durch eine Glimmersäule polarisirten Värmestrahl von einer Locatelli'schen Lampe durch einen Steinsalzylinder, welcher sich zwischen den Polen eines Elektromagnetes oder in iner Drahtspirale befand, und sodann durch eine zweite Glimmersäule, eren Schwingungsebene gegen die der ersten senkrecht war. Fielen die Värmestrahlen auf eine mit einem empfindlichen Galvanometer verbunene Thermosäule, so zeigte dasselbe keine Wärme an, so lange kein trom die den Steinsalzcylinder umgebende Spirale durchfloss oder der lagnet nicht in Thätigkeit war. Sobald indess das letztere geschah, chlug die Nadel des Galvanometers aus, so dass die Polarisationsebene er Wärme im Steinsalz gedreht worden war.

Bei diesen Versuchen ist die allergrösste Vorsicht nöthig, damit nicht twa die durch den galvanischen Strom in den Leitungsdrähten und dem lagnet erzeugte Wärme das Steinsalz direct erwärmt oder direct auf ie Thermosäule strahlt.

Da es sehr schwierig ist, bei Einstellung der beiden Glimmersäulen 1110
n gekreuzter Lage die Wärmewirkung nachzuweisen, haben de la Proostaye und Desains [3]) die Methode von Wartmann abgeändert. ie bedienen sich an Stelle des polarisirenden und analysirenden Appaates zweier um 45° gegen einander gedrehter Nicol'scher Prismen, gen zwischen dieselben ein Stück Faraday'schen Glases und lassen irectes Sonnenlicht auf eine 4 m entfernte Thermosäule hindurchfallen. as Glas befindet sich in axialer Lage zwischen den Polen eines starken lektromagnetes. Beim Schliessen des magnetisirenden Stromes in der nen oder anderen Richtung vermehrt oder vermindert sich der Auschlag der Nadel des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers. — hne das Prisma von Faraday'schem Glase bewirkt die Umsetzung der tromesrichtung keine Ablenkung der Galvanometernadel; ein Beweis, ass alle störenden Elemente vermieden sind.

Weitere Versuche nach der Anordnung von de la Provostaye 1111
nd Desains hat Grunmach [4]) angestellt, wobei die Körper sowohl

---

[1]) Bichat, Ann. de l'école norm. 2, p. 292, 1873*. — [2]) Wartmann, ompt. rend. 22, p. 745, 1846*; Pogg. Ann. 71, p. 573, 1847*. — [3]) de la rovostaye und Desains, Ann. de Chim. et de Phys. [3] 27, p. 232, 49*; Pogg. Ann. 78, p. 571*. — [4]) Grunmach, Wied. Ann. 14, p. 85, 82*.

in Drahtspiralen eingelegt, als auch zwischen die Pole eines starken Elektromagnets gebracht wurden. Als Wärmequelle diente Sonnenlicht. Die Stärke des Magnetfeldes wurde bestimmt, indem zwischen die Magnetpole ein mit einer Spirale umgebener Eisenstab an dieselbe Stelle gebracht und mittelst einer Schiebevorrichtung eine Eisenplatte seinem Ende je um die gleiche Grösse genähert und von ihm entfernt wurde. Die in der Spirale inducirten Ströme wurden vermittelst eines Galvanometers gemessen. Dabei ergaben sich im Allgemeinen die gleichen Resultate, wie bei der Drehung der Polarisationsebene der leuchtenden Strahlen. Die Drehung ist bei den untersuchten Stoffen, Glas, Schwefelkohlenstoff, Terpentinöl, Wasser, Alkohol, im Sinne des die Spirale, resp. die Magnetpole umfliessenden Stromes, die Grösse der Drehung ist um so bedeutender, je grösser der Brechungsindex der Substanzen ist, bei Einwirkung des Magnets ist sie proportional der auf den Körper wirkenden magnetischen Kraft und abhängig von der Länge desselben.

1112 Bei dem Durchgang des Lichtes durch durchsichtige, dem magnetischen Einfluss ausgesetzte Körper kann man annehmen, dass die Strahlen in zwei circular polarisirte zerfallen, deren Wellenlänge λ in entgegengesetztem Sinne geändert wird. Da die Wellenlänge $\lambda = VT$, gleich dem Product aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Schwingungsdauer ist, so könnte die Veränderung von λ entweder 1) wie im Quarz durch die Veränderung von V bei gleichbleibendem T, oder 2) umgekehrt von T bei gleichbleibendem V bedingt sein. Endlich könnte 3) in dem Körper gar keine Zerlegung des polarisirten Strahles eintreten, sondern einfach die Polarisationsebene mit den rotirenden Molecülen allmählich mehr und mehr abgelenkt werden.

Zur Entscheidung hierüber legte Righi[1]) eine mit Schwefelkohlenstoff gefüllte, an den Enden durch Glasplatten geschlossene Röhre von Kupfer in die Axe einer Spirale ein und leitete durch letztere den Strom von 20 Bunsen'schen Elementen. Die von einem Spiegel in horizontaler Richtung reflectirten Strahlen fielen auf einen verticalen Spalt, dann auf eine verticale Cylinderlinse, welche von letzterem ein feines, reales Bild entwarf, darauf auf die Fresnel'schen Spiegel und auf eine achromatische Linse von 40 cm Brennweite. Somit wurden zwei reale Bilder des Spaltes gebildet, die auf einem Schirm in einem Abstand von etwa 3 bis 4 mm erschienen. An der Stelle dieser beiden Bilder wurde, um die beiden entsprechenden Strahlen circular zu polarisiren, ein Nicol'sches Prisma und eine Bravais'sche Platte aufgestellt, auf deren beide in einer verticalen Linie zusammentreffende Hälften die Strahlen fielen. Das Nicol'sche Prisma und die Platte waren in die Enden einer Messingröhre eingesetzt, in welcher und mit welcher sie gedreht werden konnten.

[1]) Righi, Nuovo Cimento [3] 3, p. 212, 1878*; Beibl. 2, p. 715*.

Um die Platte richtig zu stellen, wurde erst ohne dieselbe vor die Röhre ein zweites, um 90° gegen das erste gedrehtes Nicol gestellt; dann die Platte in solcher Lage eingeführt, dass das Licht ausgelöscht blieb, und nun die Platte um 45° gedreht. Dann gingen die Strahlen durch die Flüssigkeit und in ein mit einem Nicol, einem Turmalin oder einem doppelbrechenden Prisma versehenes Ocular mit verschiebbarem Faden.

Bei jeder Aenderung der Stromesrichtung in der die Flüssigkeit umgebenden Spirale wurde die Verschiebung der Franzen mittelst der Mikrometerschraube des Oculars gemessen. Eine in einen abgezweigten Theil der Leitung des Stromes eingefügte Bussole diente zur Bestimmung der Constanz der Stromintensität zwischen je zwei Messungen. Vorher wurde ohne diese Apparate mittelst des Doppelkeils und der Doppelplatte eines Soleil'schen Saccharimeters die Drehung der Polarisationsebene durch die Einwirkung des Stromes bestimmt.

Ist die Drehung der Polarisationsebene gleich α^0, so muss, wenn der polarisirte Strahl aus zwei circularen, sich verschieden schnell fortpflanzenden Strahlen besteht, zwischen letzteren eine Phasendifferenz von $2\alpha^0$ oder von $\alpha\lambda/180$ Wellenlängen eintreten. — Verschieben sich also für einen Wegunterschied von λ die Franzen um den ganzen Zwischenraum δ zwischen zweien von ihnen, so würde der Drehung α eine Verschiebung von $\alpha\delta/180$ entsprechen.

Bei den Versuchen betrug die direct beobachtete Drehung der Polarisationsebene je nach der Stromesrichtung $\pm 5^0$, die Verschiebung der Franzen bei der Umkehrung des Stromes sehr nahe $^1/_{18}$ ihres Abstandes, was mit obiger Hypothese stimmt. Das Verhalten des Lichtes in den dem magnetischen Einfluss ausgesetzten Flüssigkeiten ist also ganz dasselbe, wie im Quarz. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der circular polarisirten Strahlen wird je nach ihrer Schwingungsrichtung geändert. Würde dagegen nach Hypothese 2) die Dauer der circularen Schwingungen geändert, und bewahrten sie dieselbe Aenderung auch nach dem Austritt, so müssten die Franzen entweder in dem Gesichtsfeld fortwandern oder verschwinden, da Licht von verschiedener Schwingungszahl nicht interferirt. Beständen die circularen Schwingungen nach Hypothese 3) aus zwei aufeinander senkrechten, deren Schwingungsebenen einfach gedreht würden, so würde dies einer Beschleunigung der Oscillationen selbst entsprechen und somit müssten die Resultate mit denen nach Hypothese 2) zusammenfallen.

Als einfachste Annahme wäre hinzustellen, dass die beiden circularpolarisirten Strahlen um gleich viel in ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit beschleunigt und verzögert werden, also die mittlere Geschwindigkeit des Lichtes durch den magnetischen Einfluss nicht geändert wird.

Indess gestatten die vorliegenden Versuche keine Entscheidung darüber, ob nicht etwa im Gegentheil die Geschwindigkeiten der beiden Strahlen sehr verschieden von denen im nicht magnetisirten Medium

wären. Im letzteren Fall würde sich in demselben auch für einen nicht circular, sondern linear polarisirten Strahl eine Geschwindigkeitsänderung erwarten lassen.

Bei Anwendung linear polarisirten Lichtes wurde indess nie eine Verschiebung der Franzen beobachtet, weder bei Anwendung von Schwefelkohlenstoff, noch von Wasser, Alkohol, Chlorzink-, Eisenchlorür- oder Eisenvitriollösung.

Wurde in den Weg des Lichtstrahles eine Glimmerplatte von $^1/_4$ Wellenlänge eingefügt, deren Hauptaxen mit der Polarisationsebene des Polarisators einen Winkel von 45° bildeten, so erhielt man die Interferenz zweier in gleichem Sinn circularer Lichtstrahlen und beobachtete bei den die Polarisationsebene stark drehenden Substanzen, wie Chlorzink und Schwefelkohlenstoff, bei jeder Schliessung und Oeffnung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes eine Verschiebung der Franzen.

1113 Ganz ähnliche Versuche hat fast gleichzeitig H. Becquerel[1] angestellt.

Die Strahlen einer Hydrooxygen-Kalklampe gehen durch ein Nicol'sches Prisma und eine $^1/_4$ Wellenlänge-Glimmerplatte, deren Axen gegen die des Nicols um 45° geneigt sind, durch einen Spalt, eine Linse, welche sie parallel macht, dann durch zwei sehr nahe aneinander gestellte Spalte und so in zwei getrennten Lichtstrahlen durch zwei gleiche, aus demselben Prisma geschnittene schwere Flintglasparallelepipede. Sie werden darauf durch eine Linse vereint und die Franzen in ihrem Brennpunkte durch eine starke Lupe, eventuell mit Ocularmikrometer, beobachtet. Das eine Parallelepiped befindet sich zwischen den durchbohrten Polen eines starken Elektromagnets in axialer Lage, das andere ausserhalb derselben in der Verlängerung ihrer Verbindungslinie, so dass die magnetischen Einwirkungen auf beide entgegengesetzt sind. Alle Theile des Apparates sind unabhängig von einander und stehen durchaus fest.

Bei der Erregung des Magnets verschoben sich die Franzen je nach der Richtung des magnetisirenden Stromes nach rechts oder links. Bei Drehung des Glimmerblättchens um 90° wurden diese Verschiebungen die entgegengesetzten.

Zugleich wurde die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene eines geradlinig polarisirten Strahles beobachtet. So betrug z. B. die Verschiebung einer Franze bei Umkehrung des Stromes etwa 0,07 des Abstandes zweier Franzen, während die dabei erfolgende Aenderung der Drehung für das gelbe Licht in beiden Parallelepipeden zusammen 24° 26′ ausmachte. Nach Fresnel entspricht einer Drehung d der Polarisationsebene im Quarz eine Phasendifferenz der beiden interferirenden, entgegengesetzt circular polarisirten Strahlen von d/π. Jeder

[1] H. Becquerel, Compt. rend. 88, p. 334, 1879*; Beibl. 4, p. 624*.

Strahl erleidet also eine Phasenänderung um $d/2\pi$, d. h. im vorliegenden Versuch um $24^0 26'/360^0 = 0{,}06$, statt der beobachteten 0,07.

Man kann also auch hier die geradlinig polarisirten Strahlen als aus zweien entgegengesetzt circularen, aber sonst gleichen zusammengesetzt ansehen, welche durch die Einwirkung des Magnets verschieden verzögert werden und bei der Interferenz die oben beobachtete Verschiebung der Franzen zeigen.

Es erhebt sich die Frage, ob die Drehung der Polarisationsebene 1114
durch den galvanischen Strom oder Magnet darin ihren Grund habe, dass der in den Körpern befindliche Aether direct durch die elektromagnetische Einwirkung in Bewegung versetzt wird (wie Faraday meinte, weil die Drehung beim Hin- und Hergang des Lichtes zwischen den Magnetpolen die gleiche ist [1]), oder ob in den Molecülen der Körper eine solche Veränderung vor sich gehe, dass dadurch eine besondere Bewegung des Aethers bedingt wird. Gegen die erste Ansicht spricht die Abwesenheit der Drehung im Vacuum, in welchem der Lichtäther ebenfalls verbreitet ist. Jedenfalls kann also die elektromagnetische Kraft der die Körper umgebenden Spirale oder des benachbarten Magnetes die Bewegung des Lichtäthers nicht direct bedingen. Wohl aber ist es möglich, dass diese Kraft zuerst in den einzelnen Molecülen der Körper in sich geschlossene Molecularströme inducirt, welche so lange andauern wie die Kraft, und dass nun zwischen den bewegten Elektricitäten derselben und den ihnen zunächst liegenden Aethertheilchen Kräfte auftreten, welche nur aus unmittelbarer Nähe auf letztere einwirken. — Da die elektromagnetische Einwirkung im dunklen Raume keine Lichtbewegung erzeugt, so können die Kräfte zwischen den Elektricitäten der Molecularströme und den Aethertheilchen nur dann in Thätigkeit kommen, wenn letztere schon bewegt sind, also die Körper vom Licht durchstrahlt werden.

Mit Hülfe dieser Betrachtungen hat C. Neumann [2]) die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene abzuleiten versucht.

Er nimmt dabei an, dass eine magnetische Kraft oder ein Molecularstrom auf ein in der Richtung seines Radius schwingendes Aethertheilchen in ähnlicher Weise wirkt, wie auf einen in derselben Richtung verlaufenden Strom nach der von W. Weber aufgestellten Hypothese (vgl. das Schlusscapitel).

Ist dann die elektromagnetische Kraft, welche auf alle Theile des Mediums gleich stark wirkt, und überall Molecularströme von gleichem Radius und gleicher Intensität I erzeugt, gegen die Richtung des Licht-

---

[1]) de la Rive, Archives des sc. phys. et nat. Nouv. Sér. 32, p. 203, 1868*. — [2]) C. Neumann, Explicare tentatur quomodo fiat ut lucis planum polarisationis per vires electricas seu magneticas declinatur. Dissertatio. Halis 1858*. Die magnetische Drehung des Lichtes. Halle 1863*.

strahles um den Winkel ζ geneigt, so ist die Intensität der auf jener Richtung normalen Componenten der Molecularströme gleich $I\cos\zeta$.

Es wurde ferner angenommen, dass die Kraft, welche von den Molecularströmen auf die in ihrer Ebene schwingenden Aethertheile ausgeübt wird, auf der Richtung der Schwingungen senkrecht steht, und der Geschwindigkeit derselben proportional ist.

Entspricht die Richtung der Fortpflanzung des Lichtes der z-Axe eines rechtwinkeligen Coordinatensystems, finden die Schwingungen des Aethers in der Richtung der X- und Y-Axe statt, sind die Aethermolecüle in jenen Richtungen um die Grössen u und v verschoben, also ihre Geschwindigkeiten nach beiden Richtungen $\partial u/\partial t$ und $\partial v/\partial t$, so sind die durch die Molecularströme auf die Schwingungen ausgeübten Kräfte in der Richtung der X-Axe gleich $c\,I\cos\zeta\,.\,\partial v/\partial t$ und in der Richtung der Y-Axe gleich $-c\,I\cos\zeta\,.\,\partial u/\partial t$, welche Werthe zu den bei der Lichtbewegung ohne Einwirkung des Magnetismus wirkenden beschleunigenden Kräften hinzuzufügen sind. Hiernach ist allgemein

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(A\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + B\frac{\partial^4 u}{\partial z^4} + \cdots\right) + c\,I\cos\zeta\frac{\partial v}{\partial t},$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \left(A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + B\frac{\partial^4 v}{\partial z^4} + \cdots\right) + c\,I\cos\zeta\frac{\partial u}{\partial t},$$

wo $A, B \ldots$ Constante sind, welche durch die Dispersion des Mediums bestimmt sind.

Die hinzugefügten Glieder $\pm\, c\,I\cos\zeta\,\partial v/\partial t$ u. s. f. drücken das Erfahrungsresultat aus, dass die Wirkung des Magnetismus dem Cosinus der Neigung der magnetischen Kraft gegen die Richtung der Lichtstrahlen proportional ist, und dass bei Abwesenheit jeder Bewegung des Aethers, d. h. wenn die Geschwindigkeiten $\partial u/\partial t$ und $\partial v/\partial t$ gleich Null sind, durch den Magnetismus auch keine Lichtbewegung eingeleitet wird.

1115 Zu analogen Gleichungen ist auch Airy [1]) gelangt, indem er die Form der Glieder untersuchte, welche den Bewegungsgleichungen des Lichtes beizufügen sind, damit sie die Erscheinungen der magnetischen Drehung der Polarisationsebene ergeben. Diese Ergänzungsglieder müssen ganz allgemein die Form

$$\pm\, const\,\frac{d^{2n-1}v}{d z^{2x}\, d^{2n-2x-1}t}$$

haben. Sie müssen also in Bezug auf z eine gerade, in Bezug auf t eine ungerade Anzahl Differentiationen enthalten, damit sie den Bedingungen entsprechen, dass das linear polarisirte Licht in zwei entgegengesetzt schwingende circular polarisirte Strahlen zerfällt, welche sich ungleich

[1]) Airy, Phil. Mag. [3] 28, p. 469, 1867*. Pogg. Ann. 120, p. 272, 1867*.

nell fortpflanzen und zwar so, dass je nach der Richtung der Strah- vom Nordpol zum Südpol des Magnets oder umgekehrt der eine oder dere dieser Strahlen beschleunigt oder verzögert wird [1]).

Wir bezeichnen ganz allgemein die derartigen Gleichungen durch Form

$$\left.\begin{array}{l} D_t^2 u = \varphi\,(D_z)\,u + m\,\psi\,(D_t, D_z)\,v \\ D_t^2 v = \varphi\,(D_z)\,u - m\,\psi\,(D_t, D_z)\,u \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

das Functionszeichen φ eine in Bezug auf die Differentiation D_z rade, ψ eine in Bezug auf diese Differentiation ebenfalls gerade, in zug auf die Differentiation D_t ungerade Function bezeichnet, und $= c\,I\cos\zeta$ ist.

Die allgemeine Lösung dieser Gleichungen führt zu den Werthen 1116

$$\left.\begin{array}{l} u = \frac{a}{2}\left\{\cos 2\pi\left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{z}{\lambda_1}\right) + \cos 2\pi\left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{z}{\lambda_2}\right)\right\} \\ v = \frac{a}{2}\left\{\sin 2\pi\left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{z}{\lambda_1}\right) - \sin 2\pi\left(\frac{Vt}{\lambda_0} - \frac{z}{\lambda_2}\right)\right\} \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

orin je die ersten und die zweiten Glieder zusammen zwei in entgegen- setzter Richtung circular schwingende Strahlen darstellen, deren ellenlängen in dem der magnetischen Einwirkung unterworfenen Me- um λ_1 und λ_2 sind. V bezeichnet in den Gleichungen die Fortpflan- ngsgeschwindigkeit im Vacuum, λ_0 die Wellenlänge daselbst.

Die Werthe λ_1 und λ_2 ergeben sich beim Einsetzen der Werthe u d v in die Differentialgleichungen aus den Relationen für λ:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi\left(\frac{4\pi^2}{\lambda_1^2}\right) - m\,\psi\left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda_1}\right)^2\right] \\ \frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi\left(\frac{4\pi^2}{\lambda_2}\right)^2 + m\,\psi\left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda_2}\right)^2\right] \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Ohne magnetischen Einfluss sind die Wellenlängen der beiden rahlen $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, dann fällt auch das für die magnetische Ein- rkung charakteristische Glied fort, also wird $m = 0$, und wir er- lten

$$\frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi\left(\frac{4\pi^2}{\lambda^2}\right).$$

Ist n der Brechungsindex, so ist $\lambda_0 = n\lambda$, also

$$\frac{4\pi^2 V^2}{\lambda_0^2} = \varphi\left(\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda_0^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

---

[1]) Aehnlich wie Mac Culloch, um die Drehung der Polarisationsebene circularpolarisirende Substanzen zu berechnen, Glieder mit d^3z/dx^3 und y/dx^3 oder anderen ungeraden Differentialquotienten nach x zu den Gleichun- zufügte.

Bezeichnen wir den Werth $2\pi/\lambda = 2\pi n/\lambda_0$ mit $\varkappa$, so weichen die Werthe $2\pi/\lambda_1$ und $2\pi/\lambda_2$ nur sehr wenig von $\varkappa$ ab und wir können sie gleich $\varkappa \pm \varepsilon$ setzen, wo ε eine sehr kleine Grösse ist. Dann ist der Phasenunterschied zwischen den beiden circularschwingenden Strahlen beim Austritt aus dem magnetisch drehenden Medium, also die Drehung ϱ der Polarisationsebene proportional ε. Entwickeln wir die Werthe $2\pi/\lambda_1$ und $2\pi/\lambda_2$ in den Gleichungen 3 nach dem Taylor'schen Satz, so folgt

$$\varepsilon = \frac{m\psi\left(\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \varkappa^2\right)}{2\varkappa\varphi^1(\varkappa^2)}.$$

Aus Gleichung 4) folgt, da n von λ_0 abhängig ist,

$$\frac{1}{\varphi^1(\varkappa)^2} = \frac{1}{V^2}\left(n^2 - \lambda n \frac{dn}{d\lambda}\right),$$

also

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{2\pi V^2}\left(n - \lambda\frac{dn}{d\lambda}\right)\psi\left[\frac{2\pi V}{\lambda_0}, \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Enthielte in den Gleichungen 1) das zweite Glied, wie bei Airy und Neumann, nur den ersten Differentialquotienten dv/dt und du/dt, so wäre beim Einführen der Werthe 2) in die Gleichungen 1) $\psi = 2\pi V/\lambda_0$ und die Drehung

$$\varrho_1 = const\frac{m}{V}\left(n - \lambda_0\frac{dn}{d\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Wäre $\psi(D_t D_z)\, u = d^3v/dz^2dt$ und $\psi(D_t D_z)\, v = d^3u/dz^2dt$ oder, wie aus einer Theorie von Maxwell folgt [1]), $\psi(D_t D_z)\, u = d^3u/dz^2dt$ und $\psi(D_t D_z)\, v = d^3u/dt^3$, so würde

$$\varrho_2 = const\,\frac{4\pi^2 m}{V}\,\frac{n^2}{\lambda_0^2}\left(n - \lambda_0\frac{dn}{d\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

oder

$$\varrho_3 = const\,\frac{4\pi^2 m V}{\gamma_0^2}\left(n - \lambda_0\frac{dn}{d\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

Hiernach ist, da $m = I\cos\zeta$ ist, und diese Kraft auf alle vom Licht durchlaufenen Theile des Körpers wirkt, die Drehung ζ der magnetischen Kraft I, dem Cosinus ihrer Neigung gegen die Richtung des Lichtstrahles und der Länge des Körpers proportional.

1117 Drückt man das Brechungsverhältniss n empirisch als Function der Wellenlänge λ durch die Formel von Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \cdots$$

[1]) Vgl. das Schlusscapitel des Werkes.

aus, so ist nach den Untersuchungen von Verdet[1]) und Gernez für

	A	B	C
Schwefelkohlenstoff	1,5818	112,83	8,1454
Creosot	1,5174	76,918	2,8683

Berechnet man hiernach die magnetischen Drehungen der Polarisa-
:ionsebene in den beiden genannten Stoffen entsprechend den Formeln
5) bis 8) und setzt die Drehungen für die Linie E gleich 1, so ist:

Schwefelkohlenstoff:

	C	D	E	F	G
'rehung beobachtet . .	0,592	0,768	1	1,234	1,704
ach Formel 6	0,943	0,967	1	1,034	1,091
" " 7	0,589	0,760	1	1,234	1,713
" " 8	0,606	0,772	1	1,216	1,640

Creosot:

	C	D	E	F	G
Drehung beobachtet . .	0,573	0,578	1	1,241	1,723
ach Formel 6	0,976	0,993	1	1,017	1,041
" " 7	0,617	0,780	1	1,210	1,603
" " 8	0,627	0,789	1	1,200	1,565

Die berechneten Resultate weichen von den beobachteten weit über
ie Grenzen der Beobachtungsfehler hinaus ab; für den Schwefelkohlen-
toff schliesst sich die Formel 7) noch am besten der Beobachtung an,
icht aber für das Creosot.

Demnach genügen die bisher aufgestellten Theorien noch nicht zur
rklärung der Drehung der Polarisationsebene durch den Strom und den
agnet.

Die negative Drehung in Lösungen von magnetischen Salzen würde 1118
ch vielleicht aus der überwiegenden Wirkung der Molecularströme der
agnetisch gerichteten Salztheilchen über die Wirkung der entgegen-

---

1) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [4] 69, p. 1, 1863*.

gesetzt fliessenden Molecularströme der übrigen diamagnetischen Bestandtheile der Lösung erklären. Doch wären hierzu noch weitere Untersuchungen erforderlich.

2. Drehung der Polarisationsebene bei der Reflexion von magnetischen Flächen.

1119 Auch bei der Reflexion des Lichtes von einem Magnetpole wird nach Kerr[1]) die Polarisationsebene gedreht. Die Versuche wurden folgendermaassen angestellt.

Das Licht einer sehr hellen Paraffinflamme fällt durch ein Nicol'sches Prisma in einem in der Verticalebene liegenden Einfallswinkel von 60 bis 80⁰ (meist 75⁰) auf die etwa 25 cm entfernte, wohl polirte verticale Endfläche des einen Schenkels eines kräftigen Elektromagnetes. Seine Schenkel sind 25 cm lang, 5 cm dick und mit etwa je 17 kg Kupferdraht in 200 parallelen Doppelwindungen umwunden, durch welche der Strom von sechs kleinen Grove'schen Elementen fliesst. Der reflectirte Strahl geht in dem Abstande einiger Centimeter durch das analysirende Prisma. Das polarisirende Prisma hat meist seine Polarisationsebene der Einfallsebene parallel. An der Reflexionsstelle wird dem Magnete ein Eisenstück von 7 cm Länge und 5 cm im Quadrat Querschnitt mit seinem einen zu einem vorn wohl abgerundeten Keile zugeschärften Ende so gegenüber gestellt, dass seine vordere Kante horizontal steht. Holzstäbchen zwischen dem Magnete und dem Eisenkeile halten letzteren im richtigen Abstande vom Magnete fest. Das Flammenbild erscheint dann als ein horizontaler Streifen.

Wird das analysirende Nicol so gestellt, dass es das Licht möglichst auslöscht, so erscheint letzteres beim Schliessen des magnetisirenden Stromes wieder; kann aber nicht wieder durch Drehung des analysirenden Prismas ausgelöscht oder wesentlich geschwächt werden, so dass dasselbe nahezu in der gleichen Lage des Nicols, wie vor der Magnetisirung, am wenigsten hell erscheint.

Wird das polarisirende Nicol sehr wenig rechts herum (von dem Magnete aus gesehen in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers) gedreht, und ist der reflectirende Magnetpol ein Nordpol, so erscheint das Licht viel heller, ist er ein Südpol, so erscheint es dunkler, als vor der Magnetisirung, oder verschwindet ganz. Beim Oeffnen des Stromes erscheint es sofort wieder. Wird das polarisirende Nicol nach links gedreht, so sind die Erscheinungen die umgekehrten.

Geringe Aenderungen der Neigung des Magnetes können die Erscheinungen ändern, wenn dadurch die Einfallsebene gegen die Polarisa-

---

[1]) J. Kerr, Phil. Mag. [5] 3, p. 321, 1877*; Beibl. 1, p. 357*. Die Versuche sind mit Erfolg wiederholt von Gordon, Phil. Mag. [5] 4, p. 104*; Beibl. 1, p. 585*.

onsebene verschieden geneigt wird; ist z. B. eine nach beiden Seiten abllende schwache Erhöhung in der Mitte des Lichtstreifens vorhanden, kann je nach der Stellung des polarisirenden Nicols beim Magnetisiren es Magnetes die eine Hälfte dunkel, die andere hell erscheinen.

Die Reflexion vom Nordpole liefert demnach eine links gerichtete rehung der Polarisationsebene, die vom Südpole eine rechts gerichtete nd umgekehrt; die Drehung ist den Molecularströmen des Magnets entegen gerichtet.

Von dem noch unmagnetischen Pol des Magnets wird bei einer leinen Drehung des polarisirenden Prismas nach rechts ein links hwingender, elliptisch polarisirter Strahl reflectirt, und die auf einnder senkrechten Hauptaxen der Schwingungen liegen || und ⊥ zur infallsebene. Aehnlich wie bei den Bd. II, §. 162 besprochenen Vertehen wird eine 3 mm dicke, 3 cm breite und 18 cm lange, nicht epresste Glasplatte zwischen den (vorläufig unmagnetischen) Magnetol und das analysirende Prisma mit ihrer Ebene senkrecht zur Richng des Strahles so gebracht, dass ihre Längsrichtung mit der Reexionsebene einen Winkel von 45° macht und rechts nach unten eist. Wird dann das analysirende Prisma ein wenig nach rechts gereht und die Glasplatte mittelst der Finger gedehnt, so erlischt das Licht, nach der schwächeren oder stärkeren Drehung und Dehnung mehr der weniger, nimmt aber an Helligkeit zu bei der Compression der latte. Wird das Nicol umgekehrt gedreht, so sind die Wirkungen entegengesetzt.

Stehen die Nicols gekreuzt, und wird der Magnet erregt, so dass er reflectirende Pol ein Nordpol ist, so erlischt ebenfalls durch Dehung der Glasplatte das durch die Wirkung der Magnetisirung hervorerufene Licht.

Wird sodann das polarisirende Nicol nach rechts oder links gedreht, nd der Magnet erregt, so können durch die Dehnung oder die Comression der Glasplatte die entsprechenden Wirkungen gleichfalls comensirt werden.

Aehnliche Resultate ergeben sich, wenn das analysirende Nicol ein enig nach rechts gedreht wird. Die Erzeugung eines Nordpoles verärkt das Licht und die eines Südpoles vermindert es; indess sind die Virkungen nicht so deutlich, wie die früheren.

Bei anderen Versuchen wurde das Licht nahezu senkrecht auf die 1120
eflectirende Magnetfläche geworfen. Das durch ein horizontal gestelltes icol gehende Licht wird an einer unbelegten, im Winkel von 45° gegen en Horizont geneigten Glasplatte vertical nach unten auf den horizontal estellten Magnetpol geworfen, auf welchen ein unten zu einem stumpfen egel zugespitztes, 5 cm im Quadrat haltendes, und 7,5 cm langes, der änge nach durchbohrtes Eisenstück mit seiner Durchbohrung vertical ufgesetzt ist. Durch letztere geht der Lichtstrahl hindurch, durchläuft

nach der Reflexion die Glasplatte und wird durch ein analysirendes Nicol'sches Prisma aufgefangen.

Sind die Nicol's so gestellt, dass der reflectirte Strahl ausgelöscht erscheint, und wird das analysirende Nicol ein wenig nach rechts gedreht, so erlischt bei der Erzeugung eines magnetischen Südpols an der reflectirenden Fläche des Magnetes das erschienene Licht mehr oder weniger und wird bei der Erzeugung eines Nordpoles heller, und umgekehrt. Wird analog ohne Magnetisirung das polarisirende Nicol ein wenig rechts gedreht, so wird das Licht durch Drehung des analysirenden Nicols nach rechts geschwächt, und umgekehrt.

Bei völliger Auslöschung des Lichtes zwischen den Nicol's sind die Wirkungen der Magnetisirung nicht sehr regelmässig, wohl weil dieselbe nicht kräftig genug war.

Wird der auf den Magnet gesetzte durchbohrte Eisenblock durch einen in einem Schlitze von 0,2 mm Breite aufgeschnittenen ersetzt, welcher mit einer breiten Fläche auf dem Magnete aufliegt, so nehmen die Wirkungen mit der Entfernung desselben vom Magnete durch Zwischenlegen von Papier, Pappe, eine 0,6 cm dicke Holzplatte bis zur Unmerklichkeit ab; am stärksten sind sie, wenn die Zwischenlage 0,08 bis 0,2 mm dick ist; ist sie sehr dünn, so sind sie nicht wahrzunehmen, offenbar in Folge der geänderten Vertheilung des Magnetismus, der bei den ersten Versuchen durch das dem Magnete nahestehende keilförmige Stück Eisen an der darunter liegenden Reflexionsstelle besonders stark concentrirt wurde.

Wiederum wird also bei senkrechter Incidenz die Polarisationsebene eines von einem Magnetpole reflectirten Strahles entgegengesetzt der Richtung der Molecularströme des Magnetes gedreht.

Bei schiefer Incidenz tritt die elliptische Polarisation hinzu; indess findet die magnetische Drehung auch hier in demselben Sinne statt, wie bei senkrechter Incidenz.

Legt man auf den Magnetpol eine Nickel- oder Kobaltplatte, so findet die Drehung in gleichem Sinne statt [1]).

Wird nach Barrett's Vorschlag auf die reflectirende Fläche ein dünnes, diamagnetisches Goldblatt gelegt, so zeigt sich keine Wirkung des Magnetes auf das reflectirte Licht.

1121 Nach Fitzgerald [2]) ist auch bei der Reflexion das linear polarisirte Licht als aus zwei entgegengesetzt circular polarisirten Strahlen zusammengesetzt anzusehen, von denen für den einen, z. B. den rechts herum schwingenden, bei der Reflexion von einem Südpol der Brechungsindex kleiner ist, als für den links herum schwingenden

---

1) Hall, Sillim. J. [3] 20, p. 161*; Phil. Mag. [5] 12, p. 157, 1881*; B[illegible] 5, p. 60*; 6, p. 36*. — 2) s. Fitzgerald, Proc. Roy. Soc. 25, p. 44[illegible] Beibl. 1, p. 200*.

ie Intensitäten der den ersteren Strahl herstellenden in und senkrecht i der Einfallsebene polarisirten Componenten des linear polarisirten ichtes sind also nach der Reflexion grösser als die der Componenn des letzteren. Die ersteren, einander gleichen und entgegengesetzn Componenten der beiden reflectirten Strahlen in der Richtung senkicht zur Einfallsebene würden sich nach der Magnetisirung also icht mehr aufheben, sondern die Componente des rechts schwingenden trahles würde überwiegen. In Folge der Richtungsänderung des reflecrten Strahles liegt diese nach der rechten Seite. Man erhält also bei r Reflexion zwei auf einander senkrechte, linear polarisirte Strahlen n verschiedener Phase, die im Allgemeinen elliptisch polarisirtes Licht geben; nur bei dem Einfallen des Lichtes im Polarisationswinkel würde s reflectirte Licht linear polarisirt, und die Schwingungsebene desseln gedreht sein.

Auch wenn ein Lichtstrahl von der äquatorialen Oberfläche des 1122
nkers eines Magnetes reflectirt wird, treten nach Kerr[1]) Aenderungen seiner Polarisation ein.

Auf die Pole eines starken hufeisenförmigen Elektromagnetes wurde s Anker ein rechteckiges, homogenes Eisenprisma von etwa 18 cm Länge, cm Breite, 1 cm Dicke gelegt, dessen schmale, vertical liegende Längsäche polirt war. Das Licht einer Lampe fiel in der Horizontalebene urch ein Nicol'sches Prisma in schräger Richtung auf die Mitte dieser läche und ging nach der Reflexion durch ein zweites analysirendes icol. Die Drehungen des Nicol's werden als rechts herum bezeichnet, enn sie von der Seite gesehen, wohin der Lichtstrahl geht, in der Richng der Bewegung des Uhrzeigers erfolgen. In gleicher Weise wird e Magnetisirung als rechte bezeichnet, wenn von derselben Seite bei eifender Incidenz des Lichtstrahles betrachtet, die Molecularströme s Magnetes in denselben Sinne (also an der reflectirenden Fläche von ten nach oben) verlaufen; im gegentheiligen Falle wird sie als linke geführt.

Ist zunächst ohne Magnetisirung der Hauptschnitt des polarisirenn Nicol's parallel, der des analysirenden senkrecht zur Einllsebene, so wird das Licht völlig ausgelöscht. Bei einem Einfallsinkel zwischen 90 und 85° kann eine kleine Drehung des Polarisators rch eine gleichgerichtete Drehung des Analysators, bei einem Einfallsinkel von 65 bis 30° durch eine entgegengerichtete Drehung des letzten compensirt werden; bei einem Winkel von 75° ist eine solche Comnsation nicht möglich. Stehen in letzterem Falle die Nicol's in der st erwähnten Lage, und wird in den Weg des reflectirten Strahls vor n Analysator die §. 1119 erwähnte Glasplatte mit ihrer Ebene senkrecht m reflectirten Strahle gebracht, und macht ihre Längsrichtung mit der

---

1) Kerr, Phil. Mag. [5] 5. p. 161, 1878*; Beibl. 2, p. 279*.

Reflexionsebene einen Winkel von 45°, so wird eine kleine Rechtsdrehung des Polarisators durch eine Compression der Glasplatte rechts nach unten compensirt und umgekehrt.

1. Stehen wiederum die Nicol's in der erwähnten Lage, wird der Analysator ein wenig nach rechts gedreht und der Magnet erregt, so wird das Licht durch Rechtsmagnetisirung verstärkt, durch Linksmagnetisirung geschwächt, und umgekehrt bei entgegengesetzter Drehung des Analysators. Bei einem Einfallswinkel von 85° ist die Wirkung sehr schwach, wächst bis zum Winkel von 65 bis 60° und wird bis 30° sehr schwach. Ueber 85 und unter 30° ist keine deutliche Wirkung wahrzunehmen. Analoge Wirkungen lassen sich bei häufigeren Umkehrungen der Stromesrichtung beobachten.

2. Steht die Polarisationsebene des Polarisators senkrecht zur Einfallsebene, die des Analysators parallel derselben, und wird das ausgelöschte Licht durch eine kleine Rechtsdrehung des letzteren wiederhergestellt, so bewirkt, wie oben, zwischen der streifenden und Hauptincidenz, 85 bis 75°, in abnehmender Stärke eine Rechtsmagnetisirung eine Steigerung der Helligkeit, von 70° abwärts umgekehrt eine bis etwa 60° wachsende, dann aber abnehmende Verminderung der Helligkeit. Entgegengesetzt wirkt die Linksmagnetisirung.

3. Stehen ferner beide Nicol's gegen einander um 90° gedreht, und ist die Polarisationsebene des Polarisators wie ad 1. parallel der Einfallsebene, wird dann aber das Licht durch eine kleine Drehung des Polarisators nach rechts wiederhergestellt, so wird das Licht durch eine Linksmagnetisirung in abnehmender Stärke vom Einfallswinkel 85° abwärts bis 75° verstärkt, unter 75° im Gegentheile geschwächt.

4. Ist endlich in dem vorliegenden Falle zuerst die Polarisationsebene des Polarisators senkrecht zur Einfallsebene, so wird die Wirkung einer Rechtsdrehung des letzteren durch eine Linksmagnetisirung verstärkt, und zwar zunehmend von dem Einfallswinkel 90° bis etwa 60°, dann abnehmend.

Im Allgemeinen wirkt also die Rechtsmagnetisirung im gleichen Sinne mit einer kleinen Rechtsdrehung des Analysators und einer kleinen Linksdrehung des Polarisators aus ihrer gekreuzten Stellung; nur wenn die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes auf der Einfallsebene senkrecht steht, ist das erste, wenn sie der Einfallsebene parallel ist, das zweite dieser Verhältnisse für alle Einfallswinkel zwischen dem Haupteinfallswinkel und der normalen Incidenz umgekehrt.

Stahlspiegel wirken wie Eisenspiegel.

Ganz analoge Resultate ergeben sich, wenn man vor das polarisirende Nicol einen schmalen Spalt in den Gang des Lichtstrahles einfügt. Bei gekreuzten Nicol's erscheint dann ein dunkeler horizontaler Streifen in dem Spalte, welcher sich bei Drehung des einen oder anderen Nicol's nach oben oder unten verschiebt. Ebenso verschiebt er sich bei der Magne-

tisirung des reflectirenden Eisenstabes, vollkommen entsprechend den eben ausgesprochenen Sätzen.

Analoge Resultate ergeben sich auch bei Einfügung der comprimirten Glasplatte in den Weg des reflectirten Strahles.

Sind die Nicol's gekreuzt, ist die Polarisationsebene des Polarisators parallel der Einfallsebene, und wird das Licht durch Einfügung der comprimirten Glasplatte schwach wiederhergestellt, so ändert sich bei einem Einfallswinkel von 75⁰ die Helligkeit bei der Magnetisirung kaum, da in diesem Falle die letztere mit keiner Drehung des Polarisators übereinstimmend wirkt. Steht die Polarisationsebene senkrecht auf der Einfallsebene, so wird das bei einem Einfallswinkel von 75⁰ durch die comprimirte Glasplatte wiederhergestellte Licht durch eine Rechtsmagnetisirung (welche wie eine Linksdrehung des Polarisators wirkt) verstärkt und umgekehrt. Die Wirkung wächst bis zum Einfallswinkel von etwa 60⁰ und nimmt dann wieder ab.

Bei anderen Versuchen lag die Einfallsebene des Lichtes, entgegen den bisherigen Experimenten, senkrecht gegen die Magnetkraftlinien; es zeigte sich keine Wirkung, mochten die Strahlen normal oder streifend einfallen. Ebenso wenig zeigte sich eine Wirkung bei normalem Einfall, welches auch die Lage der Einfallsebene gegen die Magnetkraftlinien sein mochte.

Nach Kerr wird also zwischen dem streifenden Einfall und dem Haupteinfallswinkel die Polarisationsebene des reflectirten Lichtes entgegen der Richtung der Molecularströme gedreht.

Ist die ursprüngliche Schwingung senkrecht oder parallel zur Reflexionsebene, so lässt sich die gedrehte Schwingung in eine der ursprünglichen Schwingung gleichgerichtete und eine darauf senkrechte Componente zerlegen, welche nach denselben Gesetzen in Bezug auf Veränderung ihrer Phase u. s. f. reflectirt werden, wie vor der Magnetisirung. Mag die letztere neue Componente senkrecht oder parallel der Reflexionsebene, der Einfallswinkel ein beliebiger sein, so ist die Verzögerung in der Phase der neuen Componente stets ein Winkel im ersten Quadranten zwischen 0 und $\pi/2$ und näher an ersterer (im Vergleiche mit einem normalen, in der Einfallsebene polarisirten und in derselben Phase, wie die urspüngliche Schwingung, einfallenden reflectirten Strahl).

Bei einer Wiederholung dieser Versuche dürfte auf die Dehnungen und Biegungen zu achten sein, welche der Anker durch seine Anziehung durch den Magnet erleidet.

II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht.

1123 Man hat in früherer Zeit vielfach angenommen, dass eine directe Beziehung zwischen der Magnetisirung des Stahles und dem Lichte existire. Namentlich Morichini[1]) glaubte zeigen zu können, dass das violette und ultraviolette Licht in einer unmagnetischen Stahlnadel einen Nordpol hervorbringt, wenn es sie nur auf der einen Hälfte beleuchtet, dass auch wohl das rothe Licht sie entmagnetisirt, und Mrs. Sommerville[2]) wollte in gleicher Art nachweisen, dass eine an einem Ende mit blauer Seide umwickelte Nähnadel bei Bestrahlung durch das Sonnenlicht daselbst einen Nordpol erhält. Auch Christie[3]) hatte beobachtet, dass die Schwingungsweite einer Magnetnadel unter dem Einflusse des Sonnenlichtes schneller abnahm als im Dunkeln. Endlich hat auch Baumgärtner[4]) zu zeigen versucht, dass eine an verschiedenen Stellen ungleich stark erleuchtete Nadel an den helleren Stellen, so wie eine ungleich polirte Nadel bei der Bestrahlung durch weisses Licht an den polirten Stellen Nordpole erhielte.

Nach manchen entgegengesetzten Erfahrungen ist endlich durch sehr ausgedehnte und sorgfältige Versuche von Riess und Moser[5]) nachgewiesen worden, dass alle diese Resultate nur zufälligen Umständen ihren Ursprung verdanken. Entweder hatten die Nadeln schon vor der Bestrahlung einen gewissen Magnetismus, welchen die früheren Beobachter nicht bemerkten, weil sie, statt wie Riess und Moser die Nadeln an einem Coconfaden aufzuhängen, dieselben auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen brachten, dessen Reibung den schwachen Magnetismus der Nadeln überwand; oder die Nadeln waren, als man, um ihren Magnetismus zu bestimmen, ihre Schwingungszahl in einer bestimmten Zeitmaass, durch Annähern eines Magnetstabes in Bewegung gesetzt worden, wodurch sie schon magnetisirt werden konnten. Riess und Moser gaben ihnen durch einen kupfernen Haken einen Anstoss. Auch waren die Nadeln beim Poliren wohl öfter in der Nordsüdrichtung gehalten worden, so dass sie in Folge der dabei stattfindenden Erschütterungen durch den Erdmagnetismus magnetisirt wurden.

---

[1]) Morichini, Gilb. Ann. 43, p. 212, 1813*; Kastner's Archiv 8, p. [illegible], 1826*. — [2]) Mrs. Sommerville, Ann. de Chim. et de Phys. 31, p. 393, 1826*. — [3]) Christie, Phil. Trans. 1826, 2, p. 219*. — [4]) Baumgärtner, Zeitschr. f. Phys. u. Math. 1, p. 263, 1826*. Auch Zantedeschi, Bibl. univ. 41, p. [illegible]; Pogg. Ann. 16, p. 187, 1829* u. Andere. Wir begnügen uns, nur einige dieser Versuche anzuführen, da dieselben doch keine bestimmten Resultate ergeben haben. Vergleiche die übrige Literatur in Gehler's Wörterbuch 6 [2], p. [illegible], 1836*. — [5]) Riess und Moser, Pogg. Ann. 16, p. 563, 1829*.

Riess und Moser erhielten bei Vermeidung aller Fehlerquellen, ·lbst unter den günstigsten Umständen, nie eine Aenderung des per- ıanenten Magnetismus oder auch nur eine temporäre Magnetisirung durch as Licht. Da Mrs. Sommerville angegeben hatte , dass, besonders enn die Masse der bestrahlten Nadeln klein wäre, ihre Magnetisirung ark würde, wandten sie häufig zugespitzte cylindrische Nadeln von öchstens $2^{1}/_{2}''$ Länge und auch Uhrfedern an. Die Oscillationsdauer der adeln änderte sich nicht, als ihre eine Hälfte eine Zeit lang den Strah- n des violetten Theiles des Spectrums ausgesetzt worden war. Auch ·gab sich eine solche nicht, als durch eine Linse das violette Licht des pectrums zu einem kleinen Kreise concentrirt, und derselbe von dem ordende der Nadeln gegen ihre Mitte langsam hingeführt wurde[1]). — uch änderte sich die Schwingungsdauer einer kleinen Magnetnadel, elche vor einer 2 Zoll langen, verticalen Stahlnadel so aufgehängt war, ıss ihr Südpol mit dem unteren Ende der letzteren in einer Ebene lag, ırchaus nicht, als auf das untere Ende der Stahlnadel vermittelst eines eliostaten der violette Theil des Spectrums gelenkt worden war. Also urde die Nadel auch während der Bestrahlung nicht temporär magne- sirt. Ebenso wenig erhielten Riess und Moser bei Vermeidung aller brigen magnetisirenden Einflüsse positive Resultate mit Nadeln, die nur n einen Ende polirt waren, mochten sie das violette oder weisse Licht rect oder durch eine Linse concentrirt auf das polirte Ende derselben eworfen haben. Nur zuweilen wurde in Folge der starken Erwärmung er Magnetismus der magnetisirten Nadeln geschwächt.

---

[1]) Aehnlich wie Barlocchi, Gehler's Wörterb. l. c.

Drittes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur dielektrischen Polarisation, zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation.

1124 Einen Einfluss des Magnetismus auf die dielektrische Polarisation in schlechten Leitern haben die Versuche bisher noch nicht ergeben. So bohrte Hall[1]) in ein dickes Glasstück von 49 cm Fläche von den Seitenflächen aus vier, bis etwa 7 mm von der undurchbrochenen Mitte gehende, gegen einander rechtwinkelige Canäle. In jeden Canal wurde ein lose passender Messingzapfen mit einem isolirenden Kitt befestigt und an ihn ein von einer Glasröhre umgebener Draht angelöthet. Zwei einander gegenüber liegende Zapfen wurden mit den Belegungen einer durch eine Holtz'sche Maschine geladenen Leydener Batterie, die beiden anderen mit den getrennten und isolirten Quadranten eines Thomson'schen Elektrometers verbunden. Wurde die Platte zwischen die Magnetpole gebracht, so ergab sich keine Aenderung des Elektrometerausschlages, so dass jedenfalls die relative Aenderung des Potentials der Quadranten bei Umkehrung der Magnetisirung kleiner ist, als bei Umkehrung der Verbindungen der Quadranten, wenn sie durch $^1/_{80}$ eines Bunsen'schen Elementes geladen werden. Da die Potentialdifferenz zwischen den Batterieelektroden nach der Funkenlänge etwa 10000 Bunsen's entspricht, ist die zwischen den mit dem Elektrometer verbundenen Zapfen erzeugte Potentialdifferenz bei Berücksichtigung der Capacitäten der Quadranten kleiner als $^1/_{40000}$ Bunsen. Da ferner die Intensität des Magnetfeldes etwa gleich $M = 4000$ (C.-G.-S.) ist, so ist die elektrostatische Induction im Glase E^1/ME (vergl. §. 202) kleiner als $16 . 10^{-8}$, also viel kleiner, als im Eisen.

[1]) Hall, Sillim. J. [3] **20**, p. 161, 1880*; Beibl. **5**, p. 60*.

Man hat früher viele Versuche angestellt, um eine directe Beziehung 1125
des Magnetismus zur Krystallisationskraft und zur chemischen Verwandtschaftskraft zu finden.

So sollte nach Arnim[1]) der Anker eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes beim Befeuchten mit Wasser leichter am Nordpole des Magnetes rosten; Ritter[2]) wollte beobachtet haben, dass Eisenmagnete am Südpol oxydirbarer sind; Cavallo[3]) meinte, eine Magnetnadel würde von Eisenfeilen stärker angezogen, wenn sie von verdünnter Schwefelsäure oder Salzsäure chemisch angegriffen würden; Maschmann, Hansteen[4]) und Andere wollten beobachtet haben, dass der aus einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd durch Quecksilber in einem U förmigen Rohre reducirte Silberbaum in dem nach Norden gekehrten Schenkel desselben höher wüchse als in dem anderen; ebenso Lüdicke[5]), dass die Bleikrystalle aus einer Lösung von essigsaurem Bleioxyd u. s. w. in einem über den Magnetpolen aufgestellten Gefäss hauptsächlich an den nicht zwischen den Polen befindlichen Stellen anschössen; Kastner[6]), dass in einem in Bleizuckerlösung liegenden Glasrohr, in welchem eine Magnetnadel in der Richtung des magnetischen Meridians befestigt war, die Krystallisation hauptsächlich an den Polen der Nadel stattfände. Endlich beobachtete auch Rendu[7]), dass in einem U förmigen Rohre, in dessen Schenkel zwei an die Pole eines hufeisenförmigen Magnetes gehängte Eisendrähte hineinragten, ein Aufguss von Rothkohl sich beiderseits grün färbte, dass dies einträte, selbst wenn die Drähte mit Glasröhren bedeckt wären; u. s. w.

Schon Erman[8]) hatte indess bewiesen, dass die Versuche von Ritter und Arnim unrichtig sind, indem beide Pole eines Magnetes in feuchter Luft ganz gleichmässig rosten, wenn sie sonst nicht ungleich sind; auch Dulk[9]) hat gezeigt, dass die Bildung der Silbervegetation durchaus nicht von dem Magnetismus beeinflusst wird. Endlich hat Erdmann[10]) durch eine Reihe sorgfältiger Versuche bewiesen, dass alle positiven Resultate, welche scheinbar in diesem Felde erhalten worden sind, nur zufälligen Umständen zuzuschreiben sind, dass sich bei öfterer Wiederholung derselben unter verschiedenen Verhältnissen ebenso oft die entgegengesetzten Erscheinungen ergeben und in vielen Fällen, z. B. in dem Versuche von Rendu, schon das Eisen als solches, ohne magnetisirt zu sein, die gleichen Wirkungen hervorbringt. — Damit ist die Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft und Krystallisa-

---

1) Arnim, Gilb. Ann. 3, p. 59*, 5, p. 394, 1800*, 8, p. 279, 1801*. — 2) Ritter, Beitr. 2, p. 328, 1805*. — 3) Cavallo, Phil. Trans. 1787, p. 16*. — 4) Maschmann und Hansteen, Gilb. Ann. 70, p. 234, 1822*; auch Schweigger und Döbereiner, Schweigg. J. 44, p. 85, 1825*. — 5) Lüdicke, Gilb. Ann. 68, p. 76, 1821*. — 6) Kastner, Kastner's Arch. 6, p. 448, 1825*; vergl. auch Hunt, Phil. Mag. 28, p. 1, 1846*, 32, p. 252, 1848*. — 7) Rendu, Ann. de Chim. et de Phys. 38, p. 196, 1828*; Kastner's Arch. 15, p. 335* u. Andere. — 8) Erman, Gilb. Ann. 26, p. 139, 1807*. — 9) Dulk, Kastner's Arch. 6, p. 457, 1825*. — 10) Erdmann, Schweigg. J. 56, p. 24, 1829*.

tionskraft als völlig unerwiesen zu betrachten, wenigstens so weit diese Versuche gehen.

Dass auch eine Richtung der Theilchen des Wismuths beim Krystallisiren durch den Magnet nicht mit Sicherheit nachzuweisen ist, haben wir bereits im Capitel „Diamagnetismus“ erwähnt (vergl. §. 1043).

1126 Auf die Cohäsion der Flüssigkeiten scheint der Magnetismus keinen Einfluss zu haben. Als Mousson[1]) zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes eine Schale voll Wasser oder Eisenvitriollösung stellte und Capillarröhren einsenkte, änderte sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der Stand der Flüssigkeiten darin nicht. Ebenso wenig zeigte sich eine solche Aenderung, als ein enges U förmig gebogenes Capillarrohr mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt und mit dem einen Schenkel dem Magnetpole genähert wurde, während der andere möglichst weit davon entfernt war.

1127 Eine Beziehung der magnetischen Kräfte zur Gravitation hat Faraday[2]) vergebens aufgesucht. Weder als er eine Drahtspirale, deren Drahtenden mit einem Galvanometer verbunden waren, für sich fallen liess, oder dabei einen Kupferkern oder auch einen Eisenkern hinein legte, noch als er in einer feststehenden Spirale Stücke von Kupfer, Glas, Schellack, Schwefel auf- und niederbewegte oder dabei noch in Rotation versetzte, konnte er eine Ablenkung der Galvanometernadel beobachten. Eine solche ergab sich auch nicht, als bei jedem Auf- oder Niedergang der Stäbe die Verbindungen der Spirale mit dem Galvanometer umgekehrt wurden.

[1]) Brunner und Mousson, Pogg. Ann. 79, p. 141, 1850*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. 24, 1850*.

